Untersuchung der Kerne ^{66}Ga und ^{68}Ga durch zeitlich-differentielle Messungen der γ-Strahlung nach Kernreaktionen

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

des Fachbereichs Physik

an der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Wolfram Leitz

aus Reichenberg

Oktober 1973

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547615_0011

Untersuchung der Kerne ^{66}Ga und ^{68}Ga durch zeitlich-differentielle Messungen der γ-Strahlung nach Kernreaktionen

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

des Fachbereichs Physik

an der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Wolfram Leitz

aus Reichenberg

Oktober 1973

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger
2. Gutachter: Prof. Dr. E. Matthias

Tag der Promotion: 26. 11. 1973

Zusammenfassung

Die Kerne ^{66}Ga und ^{68}Ga wurden durch γ-Spektroskopie nach den Kernreaktionen ^{63,65}Cu(α,nγ), ^{66,68}Zn(p,nγ) und ^{67}Zn(d,nγ) untersucht. Dabei wurde in beiden Kernen je ein neuer isomerer Zustand entdeckt. Mit der Methode der zeitlich-differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession am gepulsten Strahl wurden bei einem externen Magnetfeld von ca. 40 kG die g-Faktoren und Lebensdauern dieser Zustände bestimmt.

Die Isomere zerfallen über 10 (in ^{66}Ga) bzw. 8 (in ^{68}Ga) γ-Übergänge in den Grundzustand. Für alle Übergänge ausreichender Intensität wurden die Spinrotationsspektren aufgenommen. Zur Erstellung des Termschemas wurden Anregungsfunktionsmessungen sowie γ-γ-Koinzidenzmessungen durchgeführt; bei letzteren wurden mit einem Zeitfenster die prompten γ-Übergänge eliminiert. Die Ergebnisse sind:

^{66}Ga: E_x = 1442.1(4) keV $I^\pi = 6^-$ τ = 81(3) ns g = +0.123(3)

^{68}Ga: E_x = 1229.8(4) keV $I^\pi = 7^-$ τ = 86(3) ns g = +0.101(2)

Die wahrscheinlichste Konfiguration des Isomers ist $[(\pi 2p3/2^{-1})(\nu 1g9/2)]_{6^-}$ für ^{66}Ga und $[(\pi 1f5/2)(\nu 1g9/2)]_{7^-}$ für ^{68}Ga. Das wird durch den g-Faktor bestätigt: Der gemessene Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert, den man durch Koppeln der entsprechenden Einteilchenwerte erhält. Für diese wurden die nach dem Rumpfpolarisationsmodell von Noya et al. (NoyA58) berechneten und auch gemessene Werte von u-g und g-u Nachbarkernen eingesetzt.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden mit Weisskopfabschätzungen verglichen; der erste Übergang erweist sich als ein jeweils 10- bis 20-fach beschleunigter E2-Übergang, in ^{66}Ga parallel dazu ein 30-fach verzögerter M2-Übergang.

Durch Messung von g-Faktoren, Lebensdauern, Verzweigungsverhältnissen und vor allem der γ-Winkelverteilungen konnten die Spins aller neu gefundenen Zustände bestimmt werden. Da die Winkelverteilungskoeffizienten der Spinrotationsspektren nur von der Ausrichtung des Isomers abhängig sind, können sie direkt mit den theoretischen Werten verglichen werden.

Aus den Phasenverschiebungen zwischen den Modulationsspektren verschiedener γ-Übergänge konnten g-Faktoren von Zwischenzuständen abgeschätzt werden; sobald deren Lebensdauer genauer bekannt ist, können die g-Faktoren aus den gemessenen Phasen auf etwa 20% genau angegeben werden.

An den beiden ersten angeregten Zuständen in ^{66}Ga (bei 43.9 und 66.3 keV) wurden Lebensdauermessungen durchgeführt. Gemessen wurden die Zeitspektren der Übergänge mit 22.4 keV (66.3→43.9 keV) und 43.9 keV (43.9→0 keV), sowohl am gepulsten Strahl als auch mit γ-γ-Koinzidenz am Gleichstromstrahl. Der Wert von Bakhru et al. für den 43.9 keV Zustand konnte bestätigt werden (τ = 17.3$\pm$1.5 ns, BakL69). Für den Zustand bei 66.3 keV wurde τ = 33$\pm$2 ns gefunden, ein Wert, den verschiedene Autoren dem Zustand bei 43.9 keV zugeschrieben haben.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die Anwendbarkeit von hochauflösenden Ge(Li)- bzw. Si(Li)-Detektoren für den zeitlich-differentiellen Nachweis der γ-Strahlung nach Kernreaktionen zu prüfen. Die Messungen demonstrieren sehr deutlich, daß diese Detektoren den sonst dafür üblichen NaI-Zählern mindestens ebenbürtig sind (abgesehen von extremen Forderungen, z.B. an die Zeitschärfe), und sie in vielen Fällen sogar dank ihrer guten Energieauflösung überlegen sind.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I Einleitung	1
II Experimentelle Methode	4
a) Meßprinzip der Spinrotationsmethode	4
b) Beschleuniger, Pulsung, Strahlführung	5
c) Targetaufbau	5
d) Detektoren	6
e) Elektronischer Aufbau	8
f) Auswertung	12
III Messungen und Ergebnisse	14
a) Energieeinzelspektren	14
b) Anregungsfunktionen	19
c) γ-γ-Koinzidenzmessungen	22
d) g-Faktor- und Lebensdauermessungen	28
e) Messungen zur Quadrupolwechselwirkung	33
f) Lebensdauermessungen an den ersten beiden angeregten Zuständen in ^{66}Ga	33
IV Diskussion der Meßergebnisse	38
a) Niveauschema (Energien der Zustände)	38
b) g-Faktoren	45
c) Lebensdauer der Zustände bei 1442.1 keV in ^{66}Ga und bei 1229.8 keV in ^{68}Ga	51
d) Lebensdauer der ersten beiden angeregten Zustände in ^{66}Ga	54
e) Multipolaritäten und Spinwerte	59
Anhang: Lebensdauer und g-Faktoren von Zwischenzuständen der Zerfallskaskaden isomerer Zustände in ^{66}Ga und ^{68}Ga	73
Literaturverzeichnis	75

I Einleitung

Die u-u Kerne ^{64}Cu und ^{66}Cu sind recht gut bekannt, vor allem durch kernspektroskopische Untersuchungen mit den Transferreaktionen ^{63,65}Cu(d,p) und ^{66,68}Zn(d,α)(DaeP69, ParD69) und Neutroneneinfang-Messungen ^{63,65}Cu(n,γ)(z.B. SheB68). Dagegen gibt es für die Galliumisotope ^{66}Ga und ^{68}Ga, die sich von den Kupferisotopen nur um ein Protonenpaar unterscheiden, kaum kernspektroskopische Messungen.

Der Kern ^{66}Ga kann nicht mit Einteilchen-Transferreaktionen an stabilen Kernen erreicht werden. Die Kenntnis des Termschemas beruht auf der Untersuchung des β-Zerfalls von ^{66}Ge (deBL70 und dort angegebene Literatur) und im Anregungsbereich bis 720 keV auch auf Spektroskopie der γ-Quanten nach der Reaktion ^{66}Zn(p,nγ)^{66}Ga (NajD71). ^{68}Ga ist zwar über den Einteilchentransfer ^{67}Zn(d,n)^{68}Ga zu erreichen, jedoch liegen bislang keine derartigen Messungen vor. Die Experimente, die zur Erstellung des bisher bekannten Termschemas führten, sind Neutronenspektroskopiemessungen nach der Reaktion ^{68}Zn(p,n)^{68}Ga (EgaD70, BasS70) und Messungen der γ-Quanten nach der Reaktion ^{68}Zn(p,nγ)^{68}Ga und - im unteren Teil des Termschemas - nach ^{65}Cu(α,nγ)^{68}Ga (ResD66, BirC68).

Nach dem Schalenmodell ist zu erwarten, daß die Zustände niedriger Anregungsenergie in ^{66}Ga und ^{68}Ga positive Parität haben, da sich die beiden unpaarigen Nukleonen in der 1f-2p-Schale befinden. Die Anregung eines Nukleons in die 1g9/2-Schale führt zu Zuständen negativer Parität. Da bisher nur Zustände mit positiver Parität bekannt sind, gibt es keine experimentellen Daten über Anregung eines Nukleons in die 1g9/2-Schale+). In den Kupferisotopen ^{64}Cu und ^{66}Cu dagegen

---

+) Lu et al. (LuZH69) jedoch fanden mit (α,d)-Messungen bei E_α = 50 MeV einen Zustand in ^{66}Ga(^{68}Ga) bei 2.99 (2.88) MeV, dem sie die Konfiguration $\left[(\pi 1g9/2)(\nu 1g9/2)\right]_{9^+}$ zuordneten.

sind solche Zustände bekannt; von 6^- Zuständen mit der wahrscheinlichsten Konfiguration $[(\pi 2p3/2)(\nu 1g9/2)]_6^-$ wurden Lebensdauern (29.5 ± 1 bzw. 860 ± 30 ns) und g-Faktoren (+0.176(5) bzw. +0.1733(5)) bestimmt (BleB72). Es ist zu vermuten, daß in den Kernen ^{66}Ga und ^{68}Ga mit den Reaktionen ^{63,65}Cu(α,n)^{66,68}Ga ähnliche Zustände bevölkert werden können und daß sie Lebensdauern im ns- bis µs-Bereich haben. Dann hat man die Möglichkeit, durch zeitlich-differentielle Messungen am gepulsten Strahl mit hochauflösenden Ge(Li)-Detektoren sehr viel über die Zustände und deren Zerfall zu lernen. Durch die Zeitbedingung kann das zu erwartende sehr komplexe γ-Energiespektrum (in ^{66}Ga z.B. sind bis 720 keV Anregungsenergie 68 γ-Übergänge bekannt) auf die interessierenden γ-Linien eingeschränkt werden.

So kann bei γ-γ-Koinzidenzmessungen am gepulsten Strahl durch eine zusätzliche Koinzidenz mit einem Zeitfenster erreicht werden, daß nur die γ-Übergänge aus dem Zerfall der Isomere registriert werden. Damit werden die Koinzidenzaussagen und somit auch die Konstruktion des Zerfallsschemas der Isomere klarer und eindeutiger.

Spinrotationsmessungen am gepulsten Strahl werden üblicherweise mit NaI-Zählern durchgeführt, nur in seltenen Fällen werden Ge(Li)-Detektoren verwendet (z.B. Mai72). Zerfällt jedoch das Isomer über mehrere γ-Übergänge in den Grundzustand, so lassen sich oft die Photolinien mit NaI-Zählern nicht trennen. In dieser Arbeit soll gezeigt werden, wieviel zusätzliche Information in diesem Fall die Verwendung von hochauflösenden Ge(Li)-Detektoren bringen kann:

- Der Vergleich der Ergebnisse von Larmorfrequenz- und Lebensdauermessungen an den verschiedenen Übergängen bestätigt, daß alle Übergänge aus dem Zerfall eines Isomers stammen.
- Die Anisotropien und damit die A_2- und A_4-Werte können für alle Übergänge bestimmt werden. Der Vorteil der so bestimmten Winkelverteilungskoeffizienten ist offensichtlich: Die

Winkelverteilungskoeffizienten aller γ-Übergänge sind von der Ausrichtung nur eines Zustands, des isomeren Zustands, abhängig, abgesehen natürlich von der theoretisch exakt berechenbaren Abhängigkeit von Multipolaritäten und Spins. Letztere können also aus dem Experiment bestimmt werden.

- Hat ein Zwischenzustand die Lebensdauer τ_Z, so sind die Modulationsspektren für die γ-Übergänge unterhalb dieses Zustands gegenüber denen der oberhalb gelegenen um den Winkel α mit $\tan\alpha = \frac{2(\omega_Z - \omega_I)}{1/\tau_Z - 1/\tau_I}$ verschoben. $\omega_I(\omega_Z)$ ist dabei die Larmorfrequenz im isomeren (Zwischen-) Zustand und $\tau_I(\tau_Z)$ die entsprechende Lebensdauer. Aus diesen Messungen, die man als DIPAD-Messungen (Differential-Integral-Pertubed-Angular-Distribution) bezeichnen kann, können g-Faktoren von Zuständen mit einer Lebensdauer - auf den vorliegenden Fall bezogen - im Bereich von 1 - 10 ns bestimmt werden.

Die Mannigfaltigkeit an Meßergebnissen wie g-Faktoren, Lebensdauern, γ-γ-Koinzidenzen und Winkelverteilungskoeffizienten sollte dann ausreichen, das Zerfallsschema der Isomere zu erstellen und Spins und Multipolaritäten zuzuordnen.

An einer weiteren Problemstellung soll die Anwendung von zeitdifferentiellen Messungen mit Ge(Li)- und auch Si(Li)-Detektoren demonstriert werden. Lebensdauermessungen am 1. angeregten Zustand bei 43.9 keV in ^{66}Ga ergaben verschiedene, sich widersprechende Werte. Zwei Autoren (deBL70 und BakL69) fanden Werte um 17 ns, andere Autoren (BolM69 und HeuJ72) solche um 30 ns. Es wird gezeigt werden, daß dieser Widerspruch aufgeklärt werden kann.

II Experimentelle Methode

a) Meßprinzip der Spinrotationsmethode

Die Kernmomente wurden nach der Methode der zeitlich-differentiellen Beobachtung der γ-Winkelverteilung bestimmt. Diese Methode ist in der Literatur schon oft beschrieben worden, z.B. (AldS64), so daß hier nur die für die Auswertung der Messungen wichtigen Formeln wiederholt werden. Isomere Zustände mit der Lebensdauer τ werden am gepulsten Strahl mit einer Kernreaktion angeregt und ausgerichtet. In einem senkrecht zur Strahlrichtung angelegten Magnetfeld B präzedieren die Kerne mit der Larmorfrequenz ω_L

$$\omega_L = -g\mu_K B/\hbar, \tag{1}$$

wobei g der g-Faktor des angeregten Zustands und μ_K das Kernmagneton ist.

Die Zeitabhängigkeit der Intensität I der γ-Quanten, die unter dem Winkel θ zur Strahlrichtung und senkrecht zum Magnetfeld emittiert werden, wird gegeben durch

$$I(t,\theta,B) = I_o \exp(-t/\tau)\left(\sum_{k \text{ gerade}} A_k P_k(\cos(\theta - \omega_L t))\right). \tag{2}$$

A_k ist dabei der Anisotropiekoeffizient und P_k das Legendresche Polynom k-ten Grades. Durch Messung des zeitlichen Verlaufs der γ-Intensität unter festem Winkel lassen sich die Lebensdauer und, bei bekanntem Magnetfeld am Kernort, der g-Faktor von isomeren Kernzuständen bestimmen.

Wie Lebensdauer, Larmorfrequenz, Zeitauflösung und Wiederholfrequenz des Strahls die Spinrotationsmethode einschränken, soll hier nicht diskutiert werden (vgl. dazu z.B. Mah68).

b) Beschleuniger, Pulsung und Strahlführung

Die Messungen wurden am 7 MV van-de-Graaff-Beschleuniger[+)] des Hahn-Meitner-Instituts durchgeführt. Bei fast allen Experimenten wurde die interne Pulsung im Hochspannungspol des Beschleunigers benutzt, mit der sich bei einer Pulsfrequenz von 1 MHz Strahlimpulse von 5 bis 10 ns Breite erzeugen lassen. Für die Reaktionen mit α-Teilchen waren Energien um 13 MeV nötig. Da die Ausbeute der Ionenquelle an zweifach geladenen He-Teilchen zu gering war, wurde ein Gasstripper benutzt: Die einfach geladenen He^+-Teilchen fliegen nach ca. 400 keV Beschleunigungsstrecke durch ein etwa 10 cm langes gasdurchströmtes Rohr. Beim Durchgang wird bei etwa 1/3 der He^+-Ionen das Elektron abgestreift. Im Analysiermagnet werden die einfach von den zweifach geladenen He-Teilchen getrennt.

Der Strahl konnte mit zwei Quadrupollinsen auf einen ca. 1 mm^2 großen Brennfleck am Target fokussiert werden; der Targetstrom lag meist in der Größenordnung von 20 nA. Das in einem Pick-up-Rohr vom durchgehenden Strahl influenzierte und verstärkte Signal diente als Zeitnullpunkt bei zeitdifferentiellen Messungen.

c) Targetaufbau

Bei der Messung der magnetischen Momente wurde das Target, ein ca. 2 x 2 mm^2 großes Kupferplättchen aus ^{63}Cu bzw. ^{65}Cu (Anreicherungsgrad jeweils >99%) zwischen zwei konisch geformte Polschuhe in eine Targetkammer mit 20 cm Durchmesser gebracht. Der Polschuhabstand betrug 3 mm, die Kammerdeckel waren aus Weicheisen gefertigt. Die Kammer wurde zwischen die Polstümpfe eines Elektromagneten[++)] eingespannt. Damit konnten am Targetort Feldstärken von 40 kG erzeugt werden. Die Bestimmung der g-Faktoren der Ga-Isomere erfolgte durch

---

+) Typ CN, Fa. High Voltage Engineering Corp., Mass.-USA

++) Typ B-E10C8 der Fa. Bruker, Karlsruhe

Relativmessung zum bekannten g-Faktor des $5/2^+$-Zustands bei 197 keV in ^{19}F(BleH69). Dazu wurde das Kupfertarget durch ein CaF_2-Target ersetzt und die Larmorpräzession des $5/2^+$-Zustands in ^{19}F, der mit der Reaktion (α,α') angeregt wurde, am 197 keV γ-Übergang gemessen. Das Verhältnis der Larmorperioden ist gleich dem Verhältnis der g-Faktoren (s. Glch. (1), S. 4). Da diese Eichmessung am ^{19}F mit derselben Apparatur durchgeführt wurde wie die Spinrotationsmessungen an den Isomeren in ^{66}Ga und ^{68}Ga, wurden systematische Fehler weitgehend eliminiert. Um den Raumwinkel der Detektoren zum Target groß zu machen, wurde es bei den Koinzidenzmessungen in ein Quarzrohr von 10 mm Durchmesser gebracht. Eine entsprechende Anordnung wurde für den Versuch der Messung der statistischen Quadrupolwechselwirkung verwendet.Das Target war hier am Ende des Quarzrohres an einem Finger befestigt. Durch eine indirekte Widerstandsheizung konnte es auf die gewünschte Temperatur gebracht werden. Um ein Abdampfen des Targets (hier eine ^{67}Zn-Folie) zu vermeiden, wurde es in eine Schutzgasatmosphäre von 50 Torr Wasserstoff gebracht. Die Trennung zum Beschleunigervakuum erfolgte mit einer 2.5 µm dicken HAVAR-Folie.

d) Detektoren

Spinrotationsmessungen werden im allgemeinen mit NaI-Detektoren durchgeführt, die im Vergleich zu Halbleiterzählern bessere Zeitauflösung und größere Ansprechwahrscheinlichkeit haben und außerdem höhere Zählraten verarbeiten können. Bei den hier beschriebenen Messungen war die Verwendung von NaI-Detektoren wegen der Mannigfaltigkeit der γ-Übergänge nur beschränkt möglich. Deshalb wurden sämtliche Messungen - neben den Spinrotationsmessungen auch die Aufnahme der der γ-Einzelspektren, die γ-γ-Koinzidenzmessungen und die Anregungsfunktionsmessungen - mit gutauflösenden Ge(Li)-Detektoren und bei kleinen γ-Energien mit Si(Li)-Detektoren durchgeführt.

Ge(Li)-Detektoren: Für die Messungen der Einzelspektren, Anregungsfunktionen und Koinzidenzen wurden zwei echt koaxiale Detektoren mit 35 cm^3 empfindlichem Volumen verwendet; die Energieauflösung betrug 1.5/2.1 keV bei 100/1000 keV. Die Detektoren für die Spinrotationsmessungen waren vom planaren Typ mit 10 bzw. 12 cm^3 aktivem Volumen. Die Zeitauflösung betrug 6 - 10 ns für Energien um 150 keV und 3 - 6 ns für 500 keV. Da die Germaniumdetektoren im eigenen Labor hergestellt wurden, konnten ihre Spezifikationen im gewissen Umfang gesteuert werden. So war der Herstellungsprozeß darauf ausgelegt, möglichst hohe Betriebsspannungen am Detektor zu erreichen, damit die Ladungsträger schnell und vollständig aufgesammelt werden. Ersteres bewirkt eine gute Zeitauflösung und letzteres eine gute Energieauflösung. Zur Vermeidung der Störlinien bei 110 und 197 keV, die durch inelastische Neutronenstreuung am Fluorgehalt der Detektorhalterung aus Teflon erzeugt und mit großer Nachweisempfindlichkeit auch im verzögerten Spektrum registriert wurden, wurden die Teflonteile durch die fluorfreien Kunststoffe Kapton[+)] und Vespel[+)] ersetzt.

Si(Li-)-Detektoren: Für γ-Energien kleiner als 50 keV wurden zwei Si(Li)-Detektoren[++)] mit folgenden Daten benutzt: Bei einer γ-Energie von 40 keV betrug die Energieauflösung 400 eV und die Zeitauflösung 10 ns. Ebenfalls für kleine γ-Energien sowie auch für höherenergetische γ-Linien in speziellen Fällen, wo es auf extrem gute Energieauflösung ankam, wurde ein Ge(Li)-Röntgendetektor[+++)] verwendet, mit einer der Si(Li)-Detektoren entsprechenden Energie- und Zeitauflösung.

[+)] Fa. DuPont, Genève

[++)] Typ 7116 Fa. Ortec, Oak Ridge

[+++)] Typ 8113 Fa. Ortec, Oak Ridge

e) Elektronischer Aufbau

Spinrotationsapparatur:

Die Messung der g-Faktoren und Lebensdauern wurde mit hochauflösenden Ge(Li)-Detektoren durchgeführt. Die - ergänzenden - Messungen mit NaI-Detektoren erfolgten nach der schon oft beschriebenen (z.B. Haa67), am HMI üblichen Methode der Schnell-Langsam-Koinzidenz vor dem Zeitamplitudenwandler. Diese Schaltung erwies sich als nicht praktikabel für Ge(Li)- bzw. Si(Li)-Detektoren, da sie hier eine Verzögerung der Zeitsignale um 3 µs erfordern würde (so lange dauert die Impulshöhenanalyse im Differentialdiskriminator); das läßt sich nicht sinnvoll durch passive (=Kabel-) Verzögerungen realisieren. Auch konnten die Zeitsignale direkt auf den Zeitamplitudenwandler gegeben werden, ohne ihn zu sehr zu belasten, da die Zählrate mit maximal $2 \cdot 10^4\ s^{-1}$ klein genug war (bei NaI-Detektoren einige $10^5\ s^{-1}$).

Abb. (1a) zeigt das Blockschaltbild: Das Ausgangssignal des Vorverstärkers (PA) wird auf die Eingänge eines Linearverstärkers (LA) und eines schnellen, impulsformenden Verstärkers (TFA) gegeben. Aus den Ausgangssignalen des TFA werden mit Hilfe des "Constant Fraction Timing Discriminator" (CFTD) digitale Einheitssignale gewonnen. Der CFTD wird nach der Anstiegszeit-Kompensationsmethode[+)] eingestellt. Mit den gemischten Zeitsignalen der beiden Detektoren wird der Zeitamplitudenwandler (TPC) gestoppt. Als Startsignale dienen die im Pick-up-Rohr influenzierten Signale. Das schnelle Tor (Gate) am Ausgang des schnellen Diskriminators (FD) vor dem Starteingang des TPC wird mit den Stopsignalen aufgesteuert; dadurch wird der TPC stark entlastet. Die Ausgangssignale des TPC werden auf den Eingang eines 4096-Kanal Vielkanalanalysators (MCA) gegeben, der in 8 Untergruppen zu je 512 Kanälen

[+)] s. Instruction Manual zum Constant Fraction Timing Discriminator Typ 453 Fa. Ortec, Oak Ridge

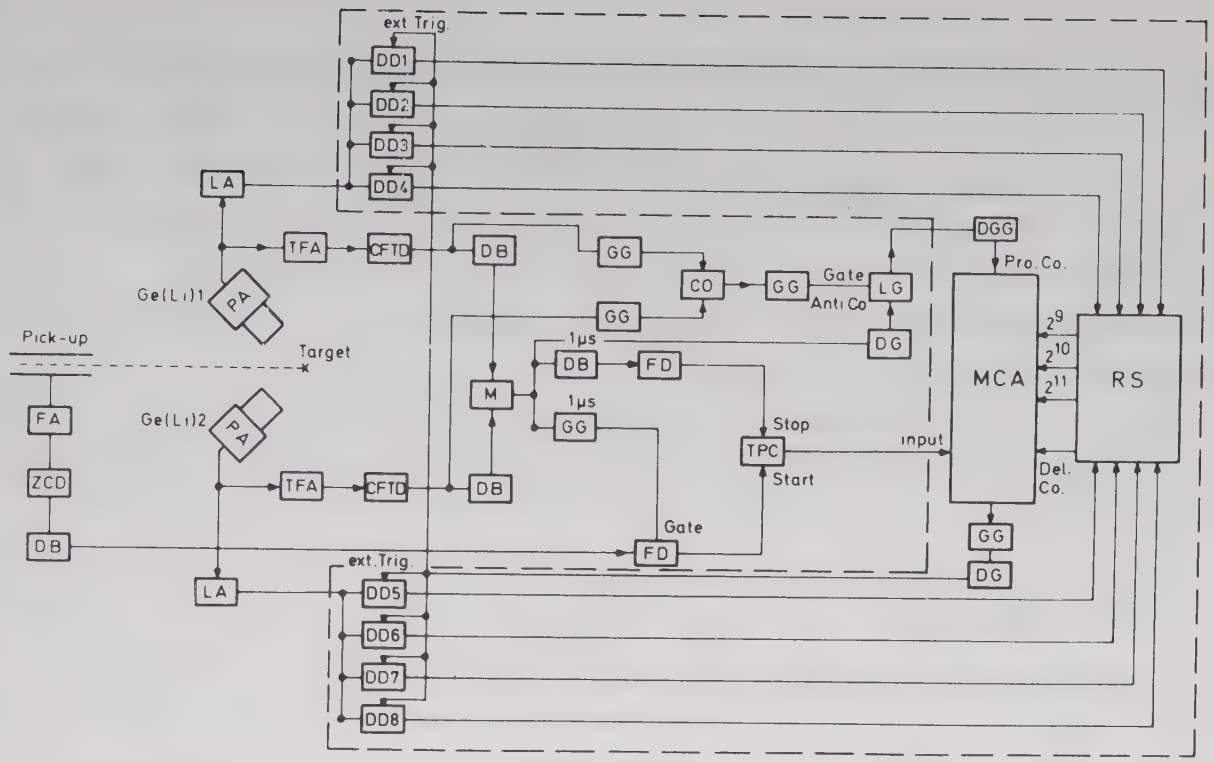
betrieben wird. Mit den Differentialdiskriminatoren (DD) werden Photolinien im Energiespektrum ausgeblendet. Im Routingsystem (RS) wird jedem Energiefenster eine bestimmte Untergruppe im Gedächtnis des MCA zugeordnet. Die DD werden mit der Vorderflanke der Totzeit-Ausgangssignale des Analog-Digital-Konverters abgefragt. Dadurch erreicht man eine feste Zeitkorrelation zwischen den Eingangssignalen und den Routingsignalen, und durch die zusätzliche Koinzidenz in den DD wird das Fehlrouting verringert. Das Fehlrouting wird noch stärker unterdrückt durch die 2 µs breite Antikoinzidenz zwischen den Zeitsignalen der beiden Detektoren, die auf den Eingang "Prompte Koinzidenz" (Pro. Co.) gegeben wird. Der gestrichelt umrandete Teil der Schaltung war doppelt vorhanden, so konnte gleichzeitig an 8 verschiedenen γ-Übergängen mit beiden Detektoren gemessen werden.

Koinzidenzmeßapparatur:

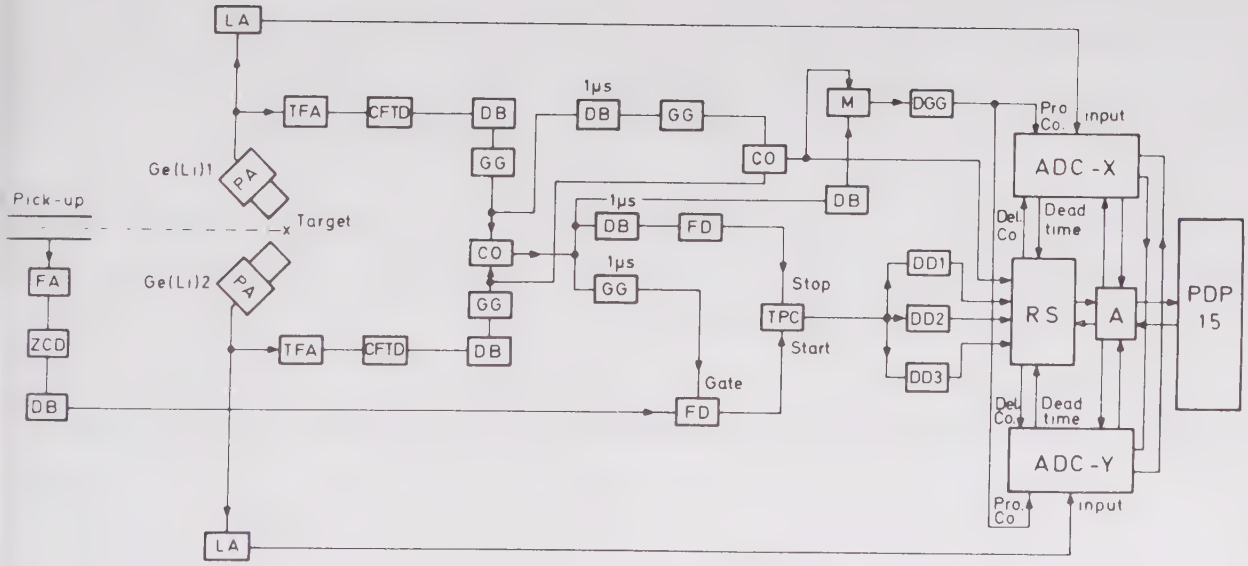
Die Koinzidenzmessungen wurden mit einem Prozeßrechner (PDP15) on-line durchgeführt. Abb. (1b) zeigt das Blockschaltbild: Die Energiesignale der beiden Detektoren werden auf den X- bzw. Y-Eingang eines Doppel-ADC gegeben, der in der Betriebsart X·Y geschaltet wird. Er wird über das Interface mit Routingsystem RS und Adapter A an den Rechner angeschlossen. Die interne Koinzidenzauflösung des ADC ist mit ca. 2 µs zu grob. Die Koinzidenz wird deshalb mit den Zeitsignalen bei einer Koinzidenzauflösung von 20 ns extern gebildet. Diese Koinzidenzsignale werden auf den Eingang "Stop" eines TPC gegeben, der wieder mit den Pick-up-Signalen in gleicher Weise wie bei den Spinrotationsmessungen gestartet wird. Mit drei Differentialdiskriminatoren (DD1 - DD3) können Zeitfenster gesetzt, d.h. die zeitliche Lage der Koinzidenz zum Eintreffen des Strahlimpulses bestimmt werden. Der Anteil der zufälligen Koinzidenzen konnte bei einigen Messungen sehr gut bestimmt werden, indem Koinzidenz zwischen den direkten Zeitsignalen des einen und den um 1 µs verzögerten Zeitsignalen

Bezeichnungen in Abb. (1):

A	: Adapter
ADC	: Analog-Digital-Konverter
CFTD	: Schneller Diskriminator ("Constant Fraction Timing Discriminator")
CO	: Schnelle Koinzidenz
DB	: Variable Kabelverzögerung
DD	: Differentialdiskriminator
DG	: Impulsverzögerung
DGG	: Impulsverzögerung und Impulsformer
FA	: Schneller Verstärker
FD	: Schneller Diskriminator (Vorderflankentrigger)
GG	: Impulsformer
LA	: Linearverstärker
LG	: Schnelles lineares Tor
M	: Impulsmischer
MCA	: Vielkanalanalysator
PA	: Vorverstärker
PDP 15	: Prozeßrechner PDP 15
RS	: Routing System
TFA	: Schneller impulsformender Verstärker
TPC	: Zeitamplitudenwandler
ZCD	: Schneller Diskriminator (Nulldurchgangstrigger)
Del. Co.	: Koinzidenzeingang (verzögert)
Pro. Co.	: Koinzidenzeingang (prompt)



a)



b)

Abb.(1): Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus für
a) Spinrotationsmessungen
b) γ-γ-Koinzidenzmessungen

des anderen Detektors gefordert wurde. Um ADC und Rechner zu entlasten, werden auf den Eingang "Prompte Koinzidenz" (Pro. Co.) die Zeitsignal-Koinzidenzsignale gegeben und damit schon vor dem ADC ein großer Teil der nicht erwünschten Ereignisse abgeblockt; zudem werden auf den Eingang "Verzögerte Koinzidenz" (Del. Co.) alle Bit-Signale gegeben, wodurch nur die echten Signale ins Interface übertragen werden. Die Einzelereignisse werden in einem Datenpuffer im Kernspeicher gesammelt und dann blockweise auf Magnetband geschrieben.

f) Auswertung

Die Energieeinzelspektren wurden mit dem Linienauswerteprogramm GAMMEL[+)] ausgewertet. Hierbei konnten Linienschwerpunkte und -inhalte bestimmt werden, unaufgelöste Linien mit Normlinien entfaltet werden und zur Energieeichung eine Kurve bis max. 3-ten Grades durch die Linienschwerpunkte von Eichlinien gelegt werden.

Bei den Spinrotationsspektren werden die beiden unter 90° zueinander stehenden Detektoren gegeneinander ausgewertet. Nach Subtraktion eines konstanten Untergrunds wurde der Ausdruck

$$R^{exp}(\theta,t) = \frac{I_1(\theta,t) - I_2(\theta + 90^{\circ},t)}{I_1(\theta,t) + I_2(\theta + 90^{\circ},t)} \qquad (3)$$

gebildet. Nach Formel (2) auf Seite (4) hat $R(\theta,t)$ die Form (für $|A_4| << |A_2|$)

$$R^{th}(\theta,t) = a_2 \cdot \cos 2(\varphi - \omega_L t) \qquad (4)$$

Durch Anpassung von R^{th} an R^{exp} können somit die Larmorfrequenz ω_L, die Phase φ und die Anisotropie a_2 bestimmt werden. Letztere

+) Entwickelt von W. Fritsch und B. Schreiber im Sektor P des HMI.

hängt mit den A_2-Werten über die Beziehung $A_2 = 4a_2/(3 - a_2)$ zusammen. Der Nenner des Ausdrucks (3) ist nach Formel (2) (wieder für $|A_4| << |A_2|$) unabhängig von a_2, θ und ω_L und hat die Form

$$N^{th}(t) = c \cdot \exp(-t/\tau). \qquad (5)$$

Durch Anpassung kann daraus die Lebensdauer τ bestimmt werden. Es erwies sich als zweckmäßig, sowohl bei R^{th} als auch bei N^{th} noch eine additive Konstante freizugeben.

Die Bedingung $|A_4| << |A_2|$ war stets erfüllt, auch dann, wenn ein meßbarer A_4-Term vorhanden war. Die Auswertung erfolgte hier wie folgt: Nach Formel (2) hat der Nenner von Formel (3) die Form

$$N^{th,}(\theta,\omega_L,t) = c' \cdot \exp(-\tau/t)(1 + a_4 \cos 4(\theta - \omega_L t)) \qquad (6)$$

wobei die Beziehung gilt:

$$A_4 = \frac{64}{35} a_4 \cdot \frac{1}{1 - \frac{9}{35} a_4} \cdot (1 + \frac{2a_2}{3 - a_2}) \qquad (7)$$

Durch Anpassung von (6) an den Nenner von (3) , wobei zunächst der exponentielle Term angepaßt und eliminiert wird, erhält man neben der Lebensdauer τ den Anisotropiekoeffizienten a_4.

Zur Auswertung der Koinzidenzspektren wurde das Programm ZWAP benutzt, das in (Hah73) ausführlich beschrieben ist. Die Projektionen von bis zu 20 Fenstern im Spektrum des einen Detektors auf das des anderen konnten gleichzeitig durchgeführt werden. Dabei konnte nach verschiedenen Zeitfenstern unterschiedenen werden.

III Messungen und Ergebnisse

Die Kerne ^{66}Ga und ^{68}Ga können mit dem van-de-Graaff-Beschleuniger durch folgende Kernreaktionen gebildet werden:

Reaktion	Q-Wert (MeV)(nach MapG66)
^{63}Cu(α,n)^{66}Ga	-7.5238
^{65}Cu(α,n)^{68}Ga	-5.8387
^{67}Zn(d,n)^{68}Ga	+4.2755
^{66}Zn(p,n)^{66}Ga	-5.9574
^{68}Zn(p,n)^{68}Ga	-3.7024

Die isomeren Zustände konnten bei den zur Verfügung stehenden Energien ($E_\alpha \leq 13.5$, E_p und $E_d \leq 7$ MeV) nur mit (α,n)- und (d,n)-Reaktionen bevölkert werden. Die (p,n)-Reaktionen erwiesen sich jedoch als sehr nützlich für die Einordnung der unteren γ-Übergänge in der Zerfallskaskade.

a) Energieeinzelspektren

Die γ-Spektren beim Beschuß von ^{63}Cu und ^{65}Cu mit einem α-Strahl von E_α = 12.5 MeV wurden in vier verschiedenen Zeitfenstern aufgenommen. Abb. (2) bzw. Abb. (3) zeigt das Spektrum mit einem Zeitfenster von 100 - 300 ns nach Eintreffen des Strahlimpulses auf das ^{63}Cu- bzw. ^{65}Cu-Target. Die Energieeichung erfolgte mit weiteren Messungen, bei denen zusätzlich die Strahlung der Präparate ^{57}Co, ^{60}Co, ^{133}Ba, ^{88}Y und ^{137}Cs registriert wurde; deren γ-Energien sind sehr gut bekannt (Mar68, GreH70). Die Ansprechwahrscheinlichkeit des verwendeten Ge(Li)-Detektors (35 cm^3) wurde ebenfalls mit diesen Präparaten gemessen. Leider konnte die Ansprechwahrscheinlichkeitskurve nur ungenau bestimmt werden, weil die Aktivitäten z.T. nur mit einer Genauigkeit von 10% bekannt waren.

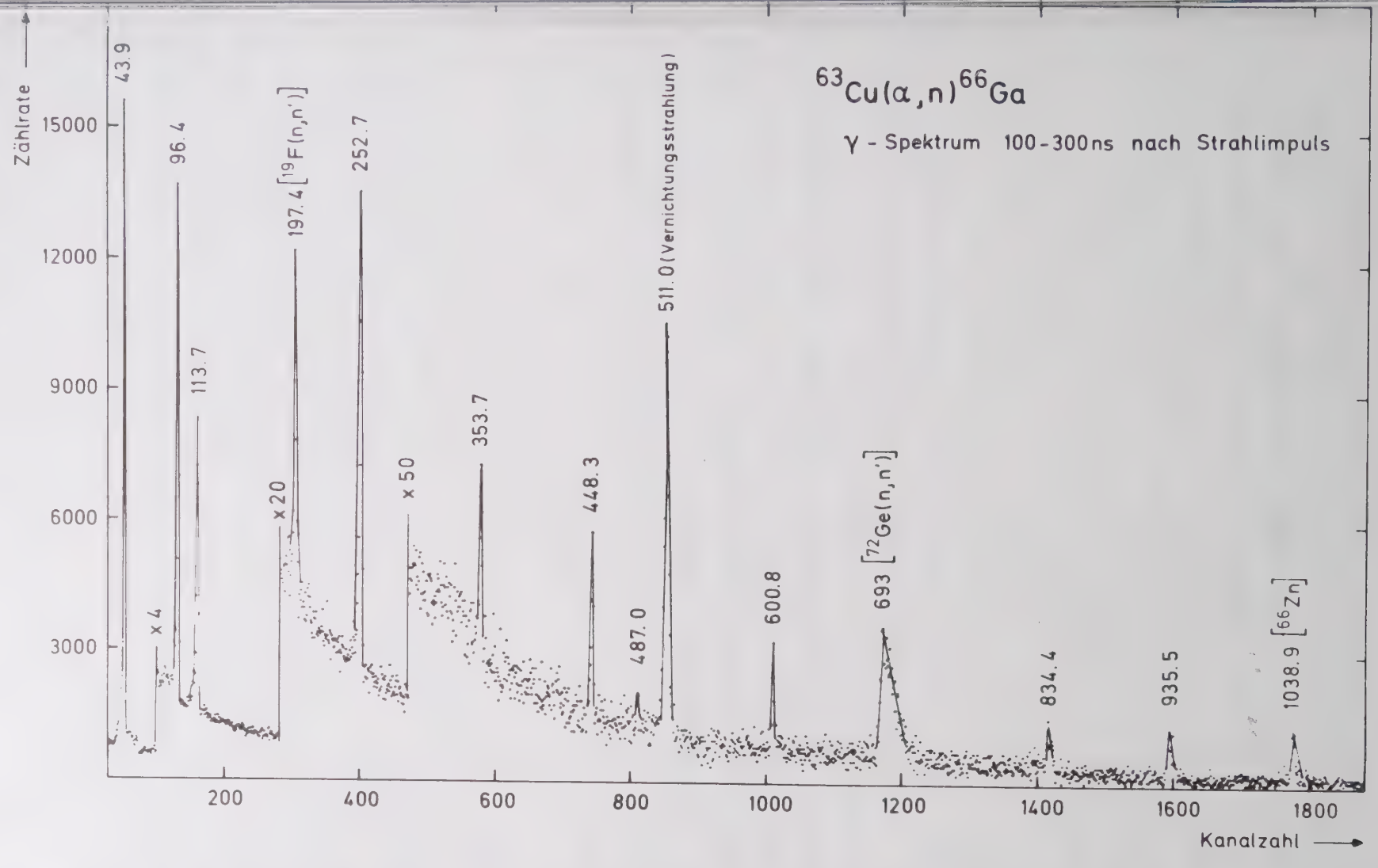


Abb. (2): γ-Energiespektrum, gemessen mit einem 35 cm^3 großen Ge(Li)-Detektor beim Beschuß von ^{63}Cu mit einem gepulsten α-Strahl der Energie E_α = 12.5 MeV. Es wurden nur die in einem Zeitintervall 100 - 300 ns nach Eintreffen des Strahlimpulses emittierten γ-Quanten registriert. Die γ-Energien sind in keV angegeben.

^{66}Ga: Tabelle (1) enthält die γ-Übergänge, die verzögert nach der Reaktion ^{63}Cu + α beobachtet wurden. Die mit einem Stern bezeichneten Übergänge waren schon bekannt als Übergänge im Kern ^{66}Ga. Die anderen Übergänge sind mit mindestens einem dieser Übergänge koinzident (s. IIc γ-γ-Koinzidenzen) und gehören somit ebenfalls zum Kern ^{66}Ga. Die Intensitäten im prompten Spektrum (I_{prompt}) und im verzögerten Spektrum (I_{verz}) sind jeweils relativ zur Intensität des 252.7 keV Übergangs ($I_{252.7}$ = 100) angegeben, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ist bereits berücksichtigt. Aus den Intensitäten in den 4 verschiedenen Zeitfenstern (±15 ns, 30 - 100 ns, 100 - 300 ns, 300 - 750 ns) konnte die Lebensdauer der γ-Übergänge abgeschätzt werden, sie betrug für alle Übergänge im Kern ^{66}Ga ungefähr 80 ns.

Mit einer Si(Li)-Diode wurden γ-Spektren mit denselben Zeitfenstern aufgenommen. Unterhalb 80 keV gab es zwei verzögerte Übergänge, mit Energien von 22.4 und 43.9 keV. Die Abschätzung der Lebensdauern ergab ca. 35 ns bzw. 50 ns für den 22.4 bzw. 43.9 keV Übergang. Wie später gezeigt wird, bestimmen drei verschiedene Lebensdauern das Zeitverhalten des 43.9 keV Übergangs.

^{68}Ga: Entsprechende Messungen wurden auch mit der Reaktion ^{65}Cu(α,n)^{68}Ga durchgeführt. In den Spektren, die mit der Si(Li)-Diode aufgenommen wurden, zeigte sich unterhalb 100 keV kein verzögerter γ-Übergang. Das mit dem Ge(Li)-Detektor aufgenommene Spektrum mit Zeitfenster 100-300 ns zeigt Abb. (3). Die γ-Übergänge im verzögerten Spektrum sind in Tab. (2) aufgelistet, angegeben sind wieder neben den Energien die relativen Intensitäten ($I_{174.9}$ = 100) im prompten und verzögerten Spektrum. Die schon bekannten Übergänge in ^{68}Ga sind wieder mit einem Stern versehen; die übrigen sind mit mindestens einem dieser Übergänge koinzident (s. IIIc) und gehören demnach auch zum Kern ^{68}Ga.

E_γ(keV)	I_{prompt}	I_{verz}
96.4(1)*	126(10)	116(10)
113.7(1)	1(0.5)	96(10)
252.7(1)*	100(10)	100(10)
353.7(1)*	34(7)	19(5)
448.3(2)	27(7)	23(5)
487.0(3)	12(5)	8(4)
600.8(3)	4(2)	33(8)
834.4(3)	10(8)+)	70+)
935.5(3)	20(10)	65(10)

+) Doppellinie 834.4 keV (^{66}Ga) + 833.2 keV (^{66}Zn)

Tabelle (1): Energien und Intensitäten von γ-Übergängen in ^{66}Ga nach der (α,n)-Reaktion. I_{prompt} ist die relative Intensität während des Strahlimpulses und I_{verz} die in einem Zeitfenster 30 - 300 ns nach dem Strahlimpuls ($I_{252.7}$ = 100). Die mit * gekennzeichneten Übergänge sind bereits bekannt (NajD71).

Der 375 keV Übergang im ^{68}Ga konnte zunächst nicht eindeutig in das Termschema eingeordnet werden. Deshalb wurde noch eine Messung der γ-Spektren mit einem Ge(Li)-Röntgendetektor, der eine Auflösung von 0.9 keV bei 375 keV besaß, durchgeführt. Diese Messung, die mit der (p,n)-Reaktion gemacht wurde, zeigte bei 375 keV zwei Linien, mit Energien von 374.4 und 375.5 keV und einem Intensitätsverhältnis 4 : 1. Wichtig ist noch das Verhältnis $I_{375.5} : I_{200.6} = 1 : 4$, das ebenfalls dem Spektrum entnommen werden konnte (beide Übergänge entvölkern nämlich dasselbe Niveau, vgl. S. 44).

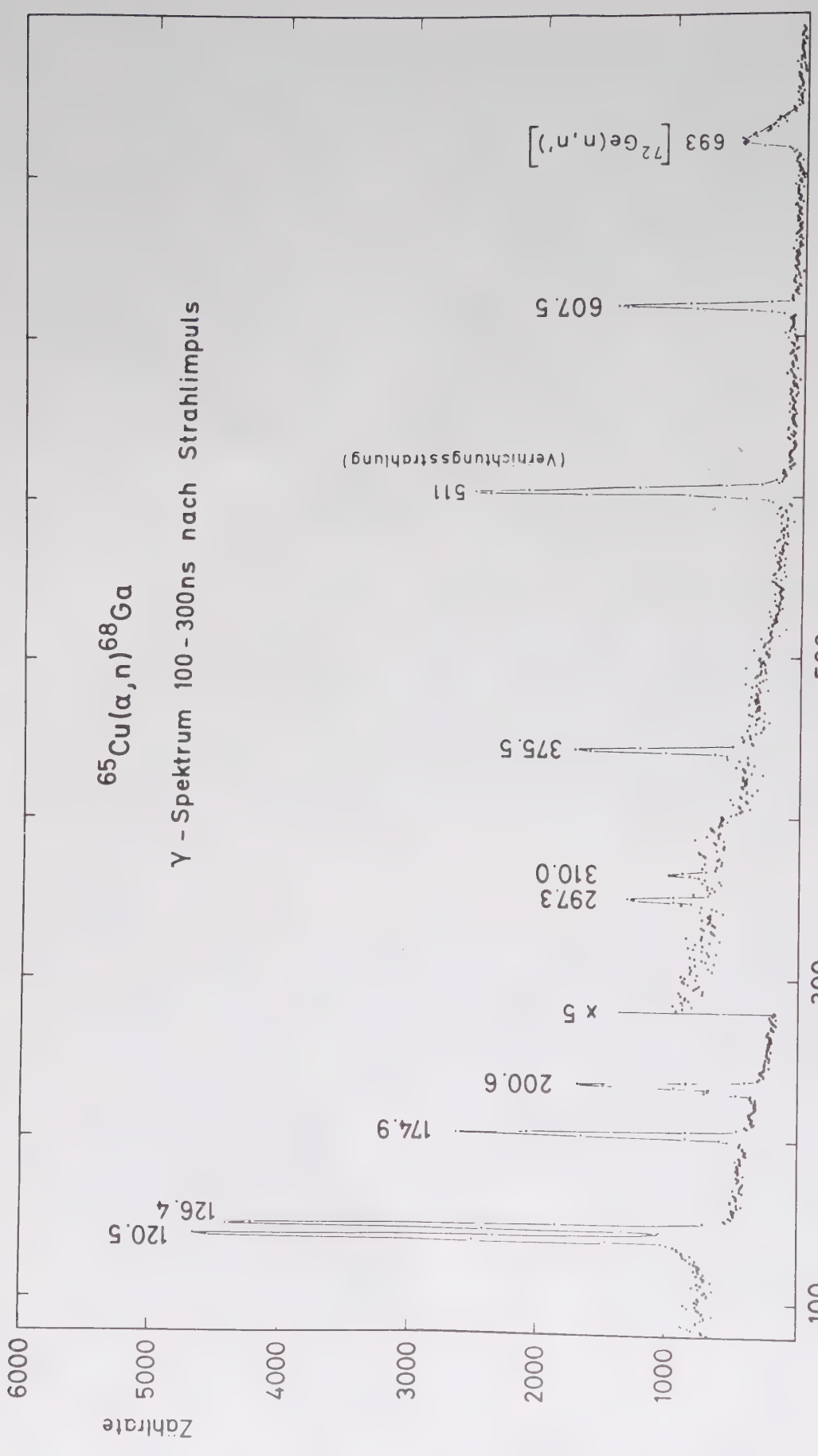


Abb. (3): γ-Energiespektrum, gemessen mit einem 35 cm^3 großen Ge(Li)-Detektor beim Beschuß von ^{65}Cu mit einem gepulsten α-Strahl der Energie E_α = 12.5 MeV. Es wurden nur die in einem Zeitintervall 100 - 300 ns nach Eintreffen des Strahlimpulses emittierten γ-Quanten registriert. Die γ-Energien sind in keV angegeben.

E_γ(keV)	I_{prompt}	I_{verz}
120.5(1)	50(10)	90(10)
126.4(1)	2(1)	100(10)
174.9(1)*	100(10)	100(10)
200.6(1)*	55(8)	60(10)
297.3(2)	1(0.5)	10(5)
310.0(2)	15(5)	8(5)
375.5(2) (*)	50(8)+)	25(6)
607.5(2)	15(5)	86(10)

+) Dublett 374.4 keV + 375.5 keV

Tabelle (2): Energien und Intensitäten von γ-Übergängen in ^{68}Ga nach der (α,n)-Reaktion. I_{prompt} ist die relative Intensität während des Strahlimpulses und I_{verz} die in einem Zeitfenster 30 - 300 ns danach ($I_{174.9}$ wurde in beiden Fällen gleich 100 gesetzt). Die mit * gekennzeichneten Übergänge sind bereits bekannt (BirC68).

b) Anregungsfunktionen

^{66}Ga: Die Anregungsfunktion wurde mit der Reaktion (α,n) durchgeführt, mit α-Energien zwischen 10.7 und 9.3 MeV. Das entspricht einer erreichbaren Anregungsenergie in ^{66}Ga zwischen 1220 und 2530 keV. Die (α,n)-Reaktion eignet sich in diesem Energiebereich nicht sehr gut für Anregungsfunktionsmessungen, da ihr Wirkungsquerschnitt für die (α,n)-Reaktion sehr rasch mit abnehmender Energie kleiner wird. Das Maximum liegt in diesem Massenbereich bei ca. 15 MeV und fällt bis 10 MeV auf etwa 1/100 ab. Die Messungen

lassen sich also zu tieferen Energien hin nicht sinnvoll fortsetzen, da die Zählrate zu gering wird. Der mit der (p,n) Reaktion am Beschleuniger des HMI erreichbare Teil des Zerfallschemas ist bereits bekannt (NajD71). Aus der (α,n) Anregungsfunktion lassen sich dennoch einige wesentliche Schlüsse ziehen:

- die Übergänge mit 113.7, 600.8 und 935.3 keV liegen im oberen Teil der Zerfallskaskade[+].
- das isomere Niveau[+] liegt bei einer Anregungsenergie kleiner als 1650 keV, da bei dieser Anregungsenergie sämtliche verzögerten γ-Übergänge beobachtet werden.

^{68}Ga: Für den Kern ^{68}Ga wurde die Anregungsfunktion nach der Reaktion ^{68}Zn(p,n)^{68}Ga aufgenommen. Abb. (4) zeigt die Abhängigkeit der Intensitäten von γ-Übergängen von der Einschußenergie bzw. der maximal erreichbaren Anregungsenergie in ^{68}Ga. Hier konnte mehr Information als bei ^{66}Ga gewonnen werden:

- die Reihenfolge der γ-Übergänge, beginnend beim Grundzustand ist:
  174.9 keV
  200.6 + 375 keV
  120.5 keV
  310.0 + 297.3 + 607.5 keV
  126.4 keV
  Die Position des 126.4 keV Übergangs folgt daraus, daß er als einziger bei der (p,n)-Reaktion nicht auftrat (siehe Fußnote)
- die Energie des Zustands, der durch den 120.5 keV Übergang entvölkert wird, ist kleiner als 760 keV; für die Übergänge mit 310.0, 297.3 und 607.5 keV liegt die entsprechende Schranke bei 1260 keV.

[+] Das Niveauschema von ^{66}Ga (und auch von ^{68}Ga), in das sich die verzögerten γ-Übergänge - hauptsächlich auf Grund der Koinzidenzmessungen - einordnen lassen, zeigt, daß es sich jeweils um nur ein isomeres Niveau handelt (IVa).

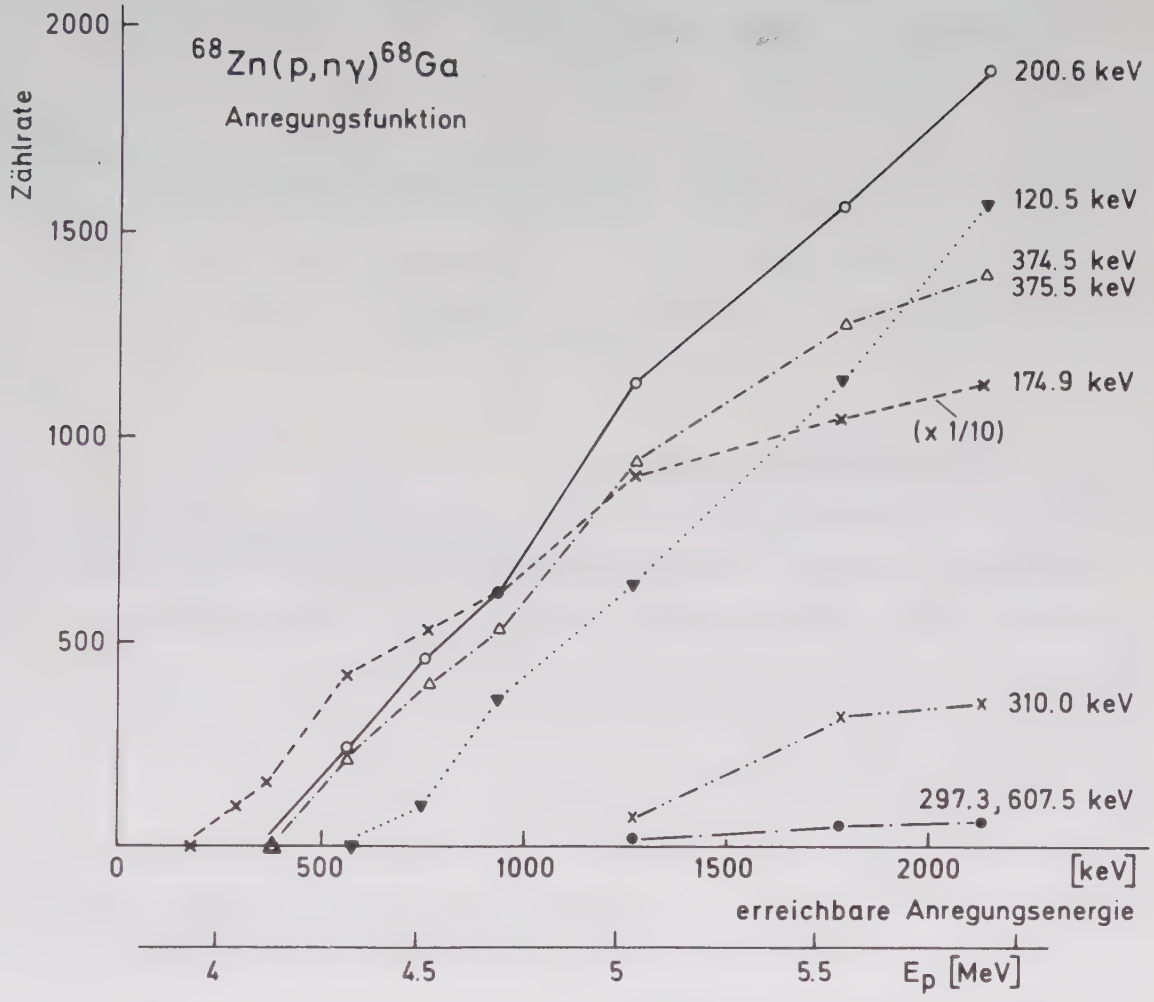


Abb. (4): Ausbeute an γ-Quanten aus ^{68}Ga nach der Reaktion $^{68}Zn(p,n)^{68}Ga$. Für verschiedene Protonenenergien wurden γ-Spektren aufgenommen. Aufgetragen sind die Photolinien-Inhalte von γ-Übergängen in Abhängigkeit von der Protonenenergie bzw. der erreichbaren Anregungsenergie in ^{68}Ga.

- da alle bei der (α,n)-Reaktion verzögert auftretenden γ-Übergänge bis auf den 126.4 keV Übergang bei der (p,n)-Reaktion beobachtet werden, falls für die erreichbare Anregungsenergie gilt $E^* \leq 1260$ keV, muß die Anregungsenergie des isomeren Niveaus kleiner als 1390 keV sein.

Das isomere Niveau wurde jedoch selbst dann nicht bevölkert, wenn die Protonenenergie ausreichte, Zustände mit $E^* = 2100$ keV anzuregen. Wahrscheinlich ist der Wirkungsquerschnitt der (p,n)-Reaktion für den hohen Drehimpuls zu klein.

c) γ-γ-Koinzidenzmessungen

Mit der in Abschnitt IIe) beschriebenen Apparatur wurden γ-γ-Koinzidenzen mit zwei 35 cm^3 großen Ge(Li)-Detektoren in einer 2048 x 2048 Kanäle großen Matrix aufgenommen. Die Messungen wurden mit einem α-Strahl (Impulsfrequenz 1 MHz, Impulsbreite 10 ns) der Energie $E_\alpha = 12.2$ MeV durchgeführt. Zusätzliche Koinzidenz mit einem Zeitfenster von 40 - 240 ns nach dem Strahlimpuls wurde gefordert und so nur die γ-γ-Koinzidenzen innerhalb der Zerfallskaskade der isomeren Zustände beobachtet. Die zur Korrektur erforderlichen Spektren der zufälligen Koinzidenzen wurden nach einer der beiden folgenden Methoden bestimmt:

a) Ein Energiefenster wurde neben die Photolinie auf den Untergrund gesetzt.

b) Die Zeitsignale eines Kreises wurden um 1 μs verzögert, so daß nur zufällige Koinzidenzen auftreten konnten.

^{66}Ga: Abb. (5) zeigt eine Auswahl der korrigierten Spektren zum jeweils angegebenen γ-Übergang, die nachfolgende Tabelle (3) gibt das Ergebnis wieder. Die Koinzidenzzählraten waren klein, deshalb konnte aus ihnen kein Verzweigungsverhältnis bestimmt werden; jedoch konnte zwischen fast allen Übergängen entschieden werden, ob Koinzidenz vorliegt.

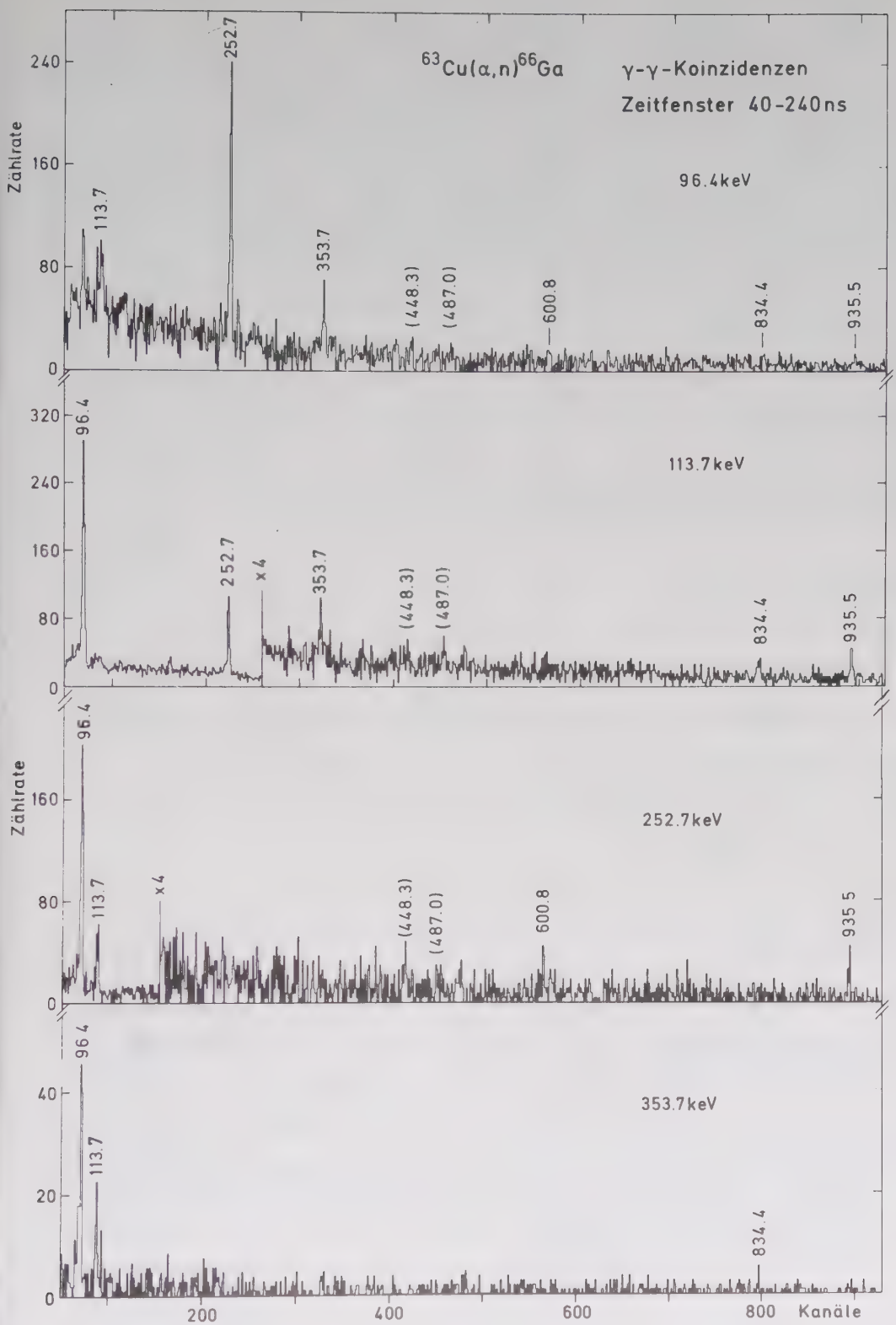


Abb. (5): γ-Spektren in Koinzidenz mit der 96.4, 113.7, 252.7 und 353.7 keV Strahlung nach der Reaktion $^{63}Cu(\alpha,n)^{66}Ga$ (E_α = 12.2 MeV). Nur Koinzidenzen zwischen verzögert emittierten γ-Quanten wurden registriert (im Zeitintervall 40 - 240 ns nach Eintreffen des Strahlimpulses). Auf zufällig koinzidente Ereignisse wurde korrigiert.

		Linie im Koinzidenzspektrum								
	E_γ (keV)	96	114	253	354	448	487	601	834	935
Energie-fenster	96	-	K	K	K	(K)	(K)	K	K	K
	114	K	-	K	K	(K)	(K)	o	K	K
	253	K	K	-	-	(K)	(K)	K	-	K
	354	K	K	-	-	o	o	-	K	-
	448	K	K	K	-	o	o	o	o	o
	487	K	K	K	o	o	o	o	o	o
	601	K	-	K	-	o	o	o	o	o
	834	K	K	-	(K)	o	o	o	o	o
	935	K	K	K	-	o	o	o	o	o

Tabelle (3): γ-γ-Koinzidenzen im verzögerten Spektrum von ^{66}Ga.
In der Tabelle bedeuten:

K Koinzidenz wurde mit Sicherheit beobachtet
(K) Koinzidenz wahrscheinlich
- Koinzidenz mit Sicherheit ausgeschlossen
o Keine Aussage möglich wegen zu geringer Zählrate.

^{68}Ga: Die Koinzidenzspektren nach der ^{65}Cu(α,n)^{68}Ga-Reaktion wurden unter gleichen experimentellen Bedingungen durchgeführt wie für ^{66}Ga. Abb. (6) zeigt einige Koinzidenzspektren, auf zufällige Koinzidenzen ist bereits korrigiert. Die Ergebnisse sind in der nachfolgenden Tabelle(4) zusammengefaßt; die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in Tab. (3).

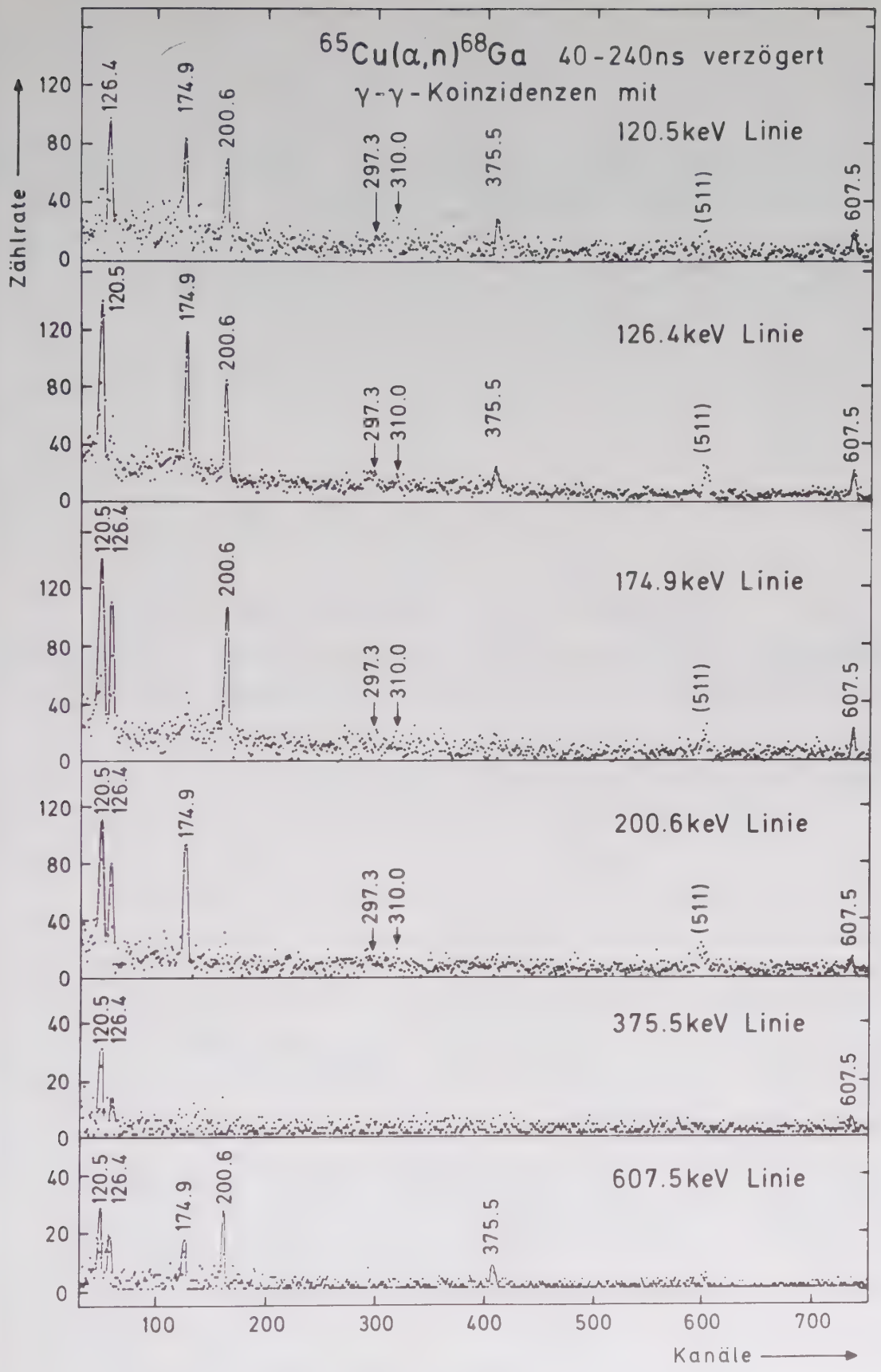


Abb. (6): γ-Spektren in Koinzidenz mit verschiedenen γ-Linien nach der Reaktion $^{65}Cu(\alpha,n)^{68}Ga$ (E_α = 12.2 MeV). Nur Koinzidenzen zwischen verzögert emittierten γ-Quanten wurden registriert (im Zeitintervall 40 - 240 ns nach Eintreffen des Strahlimpulses). Auf zufällig koinzidente Ereignisse wurde korrigiert.

		Linie im Koinzidenzspektrum							
	E_γ (keV)	120	126	175	201	297	310	375	607
Energie-fenster	120	-	K	K	K	(K)	K	K	K
	126	K	-	K	K	K	K	K	K
	175	K	K	-	K	(K)	(K)	-	K
	201	K	K	K	-	(K)	(K)	-	K
	297	K	K	K	K	o	o	o	o
	310	K	K	K	K	o	o	o	o
	375	K	K	-	-	o	o	o	(K)
	607	K	K	K	K	o	o	K	-

Tabelle (4): γ-γ-Koinzidenzen im verzögerten Spektrum von ^{68}Ga. Bedeutung der Symbole wie bei Tab. (3).

Schwierigkeiten bereitete die Einordnung der 375 keV Linie ins Zerfallsschema, da sie nach Messungen von Birstein et al. (BirC68) nicht den gleichen Zustand entvölkert wie die 201 - 175 keV Kaskade, sondern einen ca. 0.9 keV darunterliegenden. Unsere Messungen mit einem Röntgendetektor zeigten (s. IIIa, S. 17), daß bei 375 keV ein Dublett mit den Energien 374.4 und 375.5 existiert.

Um Klarheit über die richtige Einordnung dieser Übergänge zu erhalten, wurden γ-γ-Koinzidenzen nach der ^{68}Zn(p,n)^{68}Ga-Reaktion bei zwei verschiedenen Einschußenergien durchgeführt. Die Messungen erfolgten wieder mit gepulstem Strahl, die zufälligen Koinzidenzen wurden mit der Koinzidenz von γ-Strahlen aus zwei aufeinanderfolgenden Strahlimpulsen ermittelt. Die Protonenenergien waren 4.72 bzw. 6.73 MeV, das entspricht einer erreichbaren Anregungsenergie in ^{68}Ga von 950 bzw. 2930 keV.

Bei beiden Messungen ergaben sich folgende Koinzidenzen, wobei nur die für die Klärung dieses speziellen Problems wichtigen aufgeführt sind:

		Linie im Koinzidenzspektrum			
	E_γ(keV)	120	175	201	375
Energie-fenster	120	-	K	K	K
	175	K	-	K	-
	201	K	K	-	-
	375	K	-	-	-

Tabelle (5): γ-γ-Koinzidenzen in ^{68}Ga nach der (p,n)-Reaktion. Bedeutung der Symbole wie in Tab. (3).

Diese Koinzidenzen beweisen, daß es sich bei dem hier untersuchten 375 keV Übergang um den Kreuzübergang der Kaskade 201 - 175 keV handelt.

Zu den Koinzidenzmessungen möchte ich noch bemerken, daß mir Herr Z. P. Sawa vom Nobelinstitut für Kernphysik in Stockholm freundlicherweise seine unveröffentlichten Messungen an den Kernen ^{66}Ga und ^{68}Ga zur Verfügung gestellt hat. Es handelt sich dabei um γ-γ-Koinzidenzmessungen nach der (α,n)-Reaktion, allerdings mit ungepulstem Teilchenstrahl gemessen, und um γ-Winkelverteilungen. Die Ergebnisse stimmen mit meinen unter Berücksichtigung der unterschiedlichen experimentellen Bedingungen gut überein.

d) g-Faktor- und Lebensdauermessungen

Mit der in Abschnitt IIe) beschriebenen Apparatur für zeitdifferentielle Messungen wurden die Spinrotationsspektren aufgenommen. Die Energie des α-Strahls betrug 13.4 MeV, der Targetstrom war ca. 40 nA. Die Strahlimpulsbreite betrug 10 ns bei einer Impulsfrequenz von 1 MHz. Das äußere Magnetfeld am Target betrug ca. 40 kG. Die γ-Quanten wurden mit zwei Ge(Li)-Detektoren vom planaren Typ mit einem empfindlichen Volumen von 10 und 12 cm^3 nachgewiesen. Die Zeitauflösung wurde im wesentlichen durch die Breite des Strahlimpulses bestimmt; sie betrug 12 ns.

^{66}Ga: Für folgende Übergänge wurden zeitdifferentielle Spektren aufgenommen: 96.4, 113.7, 252.7, 448.3, 600.8, 834.4, 935.5 sowie für ein Untergrundfenster bei 160 keV.

Die Auswertung erfolgte wie in IIf) beschrieben: Nach Subtraktion des konstanten Untergrunds wurde der Ausdruck $R^{exp}(\theta,t)$ ((2) in Abschnitt IIf)) gebildet und an die Funktion (4) angepaßt. Daraus wurden die freien Parameter a_2, ρ und ω_L bestimmt. Abb. (7) zeigt die Modulationsspektren für die Übergänge mit 96.4 und 113.7 keV. Die Kurve bester Anpassung ist eingezeichnet.

Die Lebensdauern wurden durch Anpassung der Funktion (5) an das normierte Summenspektrum der beiden unter 90° zueinander stehenden Detektoren bestimmt. Die nachfolgende Tabelle (6) faßt die Ergebnisse der Spinrotationsmessungen zusammen. An den Übergängen mit 252.7, 600.8 und 935.5 keV wurde auch mit zwei 2" x 2" - NaI-Detektoren gemessen, diese Ergebnisse sind in eckigen Klammern aufgeführt.

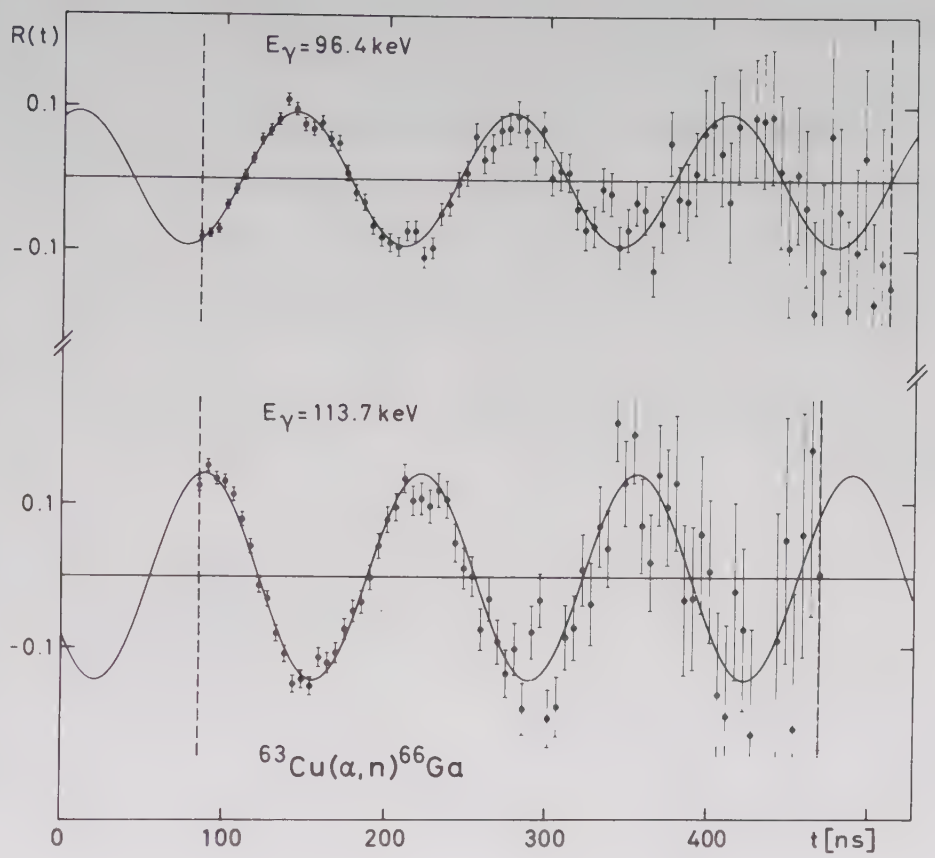


Abb. (7):Spinrotationsspektren für den 6^--Zustand bei 1442.1 keV in ^{66}Ga, gemessen mit der Reaktion $^{63}Cu(\alpha,n)^{66}Ga$ bei E_α = 13.4 MeV. Das Magnetfeld betrug ca. 40 kG. Aufgetragen ist R(t)(Formel (3), S. 12) über der Zeit t für die Übergänge mit 96.4 und 113.7 keV. Die Kurve bester Anpassung der Funktion (4), S. 12 an die Meßwerte ist durchgezogen, die gestrichelten Linien geben den Bereich der Anpassung an.

E_γ (keV)	g-Faktor g	Anisotropie a_2	Lebensdauer (ns)
96.4	+0.120(3)	-0.095(5)	81(2)
113.7	+0.123(3)	+0.140(5)	82(3)
252.7		$\|a_2\| < 0.02$	80.5(3.0)
		$[\|a_2\| < 0.02]$	[79.5(3.0)]
448.3	+0.129(10)	-0.11(4)	81(5)
600.8		$\|a_2\| < 0.04$	84(4)
		$[\|a_2\| < 0.04]$	[81.5(3.0)]
834.4	+0.126(10)	-0.08(3)	80(8)
935.5	+0.125(10)	-0.12(4)	86(8)
	[+0.132(10)]	[-0.08(2)]	[83(5)]

Mittelwerte: g = +0.123(3) τ = 81(3)

Tabelle (6): g-Faktoren, Anisotropien und Lebensdauern in ^{66}Ga, gemessen an verschiedenen γ-Übergängen. Für alle Übergänge wurde $|a_4| < 0.02$ gefunden.

Als Fehler der Einzelmessungen sind die einfachen statistischen Fehler angegeben, die Fehler der Mittelwerte setzen sich zusammen aus dem mittleren Fehler des Mittelwertes und dem Fehler der Zeiteichung (1.5%) bzw. der ^{19}F-Eichung (1.5%). Die Larmorperiode war dabei mit 11.1 ns gleich groß wie die Zeitauflösung (gegeben durch die Breite des Strahlimpulses), deshalb die Modulationsamplitude klein (1.5%) und der Fehler der Eichung dadurch bedingt verhältnismäßig groß.

^{68}Ga: Die Spinrotationsspektren für ^{68}Ga wurden unter gleichen Bedingungen wie für ^{66}Ga aufgenommen, mit einem Target aus ^{65}Cu. Abb. (8) zeigt die Modulationsspektren der sechs γ-Übergänge, an denen gemessen wurde, die Ergebnisse sind in Tab. (7) zusammengefaßt.

E_γ (keV)	g-Faktor g	Anisotropie a_2	Lebensdauer τ(ns)
120.5	+0.1015(30)	-0.10(2)	86(4)
126.4	+0.101(3)	+0.13(1) (a_4 = -0.022(5))	87(5)
174.9	+0.100(4)	-0.10(1)	85(5)
200.6	+0.102(3)	-0.32(3)	88(6)
375.5	+0.103(5)	+0.08(2)	85(5)
607.5	+0.096(5) [+0.102(3)]	-0.115(15) [-0.11(1)]	86(4) [86(4)]

Mittelwert: g = +0.101(2) τ = 86(3)

Tabelle (7): g-Faktoren, Anisotropien und Lebensdauern in ^{68}Ga, gemessen an verschiedenen γ-Übergängen. Für alle Übergänge, außer für den mit 126.4 keV, wurde $|a_4| < 0.02$ gefunden.

Weder für ^{66}Ga noch für ^{68}Ga wurde eine Dämpfung der Anisotropie beobachtet. Daraus folgt, daß die Relaxationszeit der isomeren Zustände in Kupfer größer ist als 1.5 μs. Daß für alle γ-Übergänge in ^{66}Ga bzw. ^{68}Ga jeweils die Larmorfrequenzen und Lebensdauern innerhalb der Fehlergrenzen gleich waren, bestätigt die Annahme, daß sie zur Zerfallskaskade je eines Mutterisomers gehören.

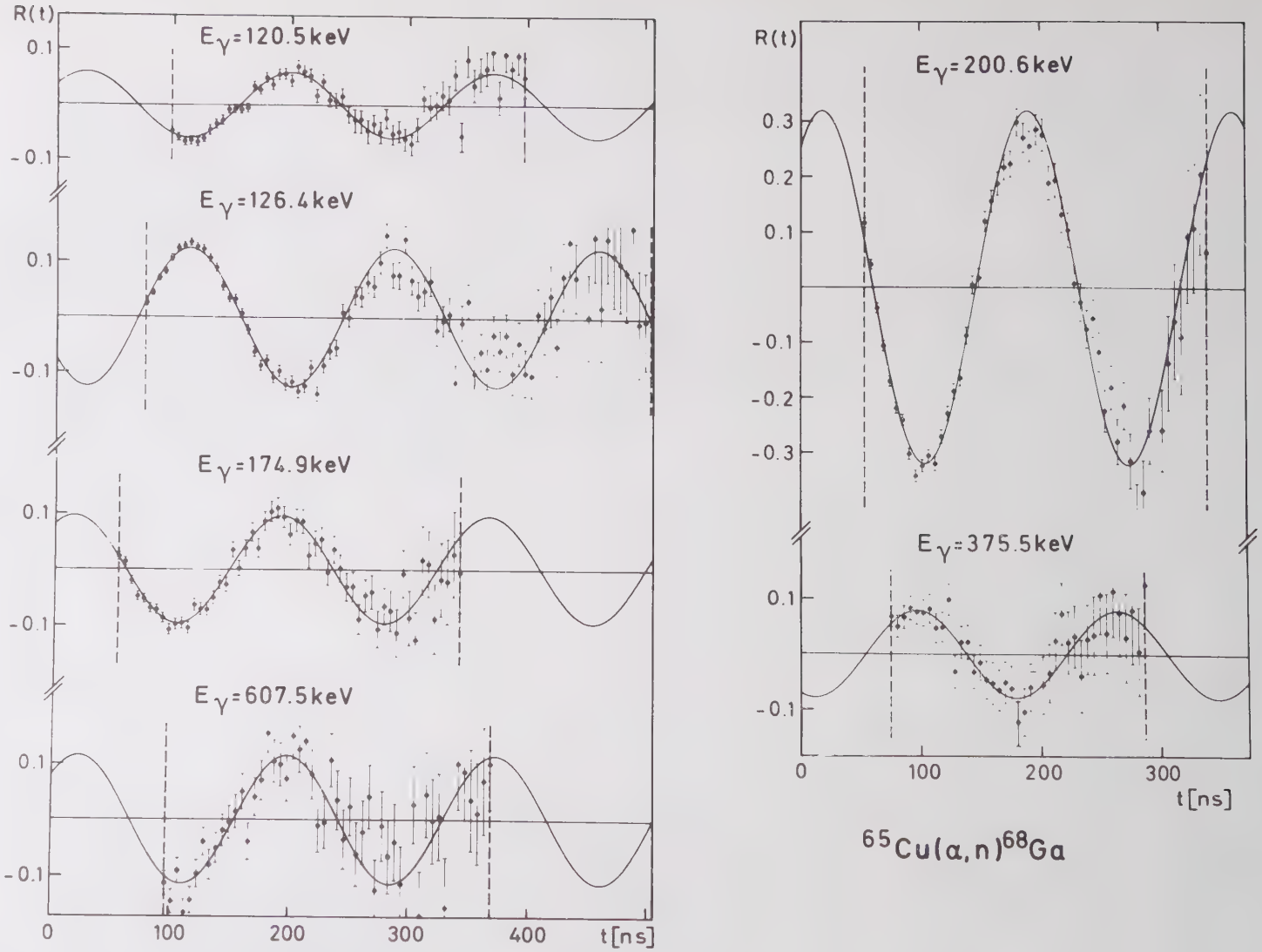


Abb. (8): Spinrotationsspektren für den 7^--Zustand bei 1229.8 keV in ^{68}Ga, gemessen an sechs verschiedenen γ-Übergängen mit der Reaktion $^{65}Cu(\alpha,n)^{68}Ga$ bei E_α = 13.4 MeV. Das Magnetfeld betrug ca. 40 kG. Aufgetragen ist R(t)(Formel (3) S. 12) über der Zeit t. Die Kurve bester Anpassung der Funktion (4) S. 12 an die Meßwerte ist durchgezogen, die gestrichelten Linien geben den Bereich der Anpassung an.

e) Messungen zur Quadrupolwechselwirkung

Es wurde versucht, die Wechselwirkung des Quadrupolmomentes des isomeren Zustands in ^{68}Ga mit dem elektrischen Feldgradienten im hexagonalen Zn-Gitter zu messen. Neben Aufschlüssen über festkörperphysikalisch interessante Größen (Ruheplatz des Rückstoßatoms im Gitter, Einfluß des Störatoms auf das Gitter usw.) lassen sich auch kernphysikalische Größen messen, in günstigen Fällen neben dem Quadrupolmoment des Zustands auch - aus dem Muster des Modulationsspektrums - sein Spin.

Zur Messung der Quadrupolwechselwirkung wurde das Target mit einer Widerstandsheizung auf 350 °C in einer Schutzgasatmosphäre von 50 Torr Wasserstoff aufgeheizt. Bei Temperaturen nahe des Schmelzpuktes (Schmelzpunkt von Zn T_{MP} = 419.5 °C) ist zu erwarten, daß die Relaxation klein ist und ungestörte Quadrupolwechselwirkung beobachtet werden kann. Die beiden Detektoren waren unter 0° und 90° zur Strahlrichtung aufgestellt. Gemessen wurde an den Übergängen mit 120.5, 126.4, 174.9 und 607.5 keV. Die Zeitspektren zeigten nur einen exponentiellen Abfall und keine Modulation. Daraus folgt, daß entweder die Anisotropie kleiner ist als 2% oder die Periode der Wechselwirkungsfrequenz länger als 2 µs.

f) Lebensdauer der beiden ersten angeregten Zustände in ^{66}Ga

Im niederenergetischen Teil des γ-Spektrums wurden zwei Übergänge mit Lebensdauern im ns-Bereich gefunden (s. IIa), S. 16). Eine vorläufige grobe Auswertung ergab ∿35 ns für den 22.4 keV und ∿50 ns für den 43.9 keV Übergang. Beide Übergänge sind bekannt: der 22.4 keV Übergang führt vom zweiten zum ersten angeregten Zustand, der 43.9 keV Übergang von letzterem zum Grundzustand des ^{66}Ga (deBL70). Abb. 9 zeigt denjenigen Teil

des Termschemas von ^{66}Ga, der für die in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen wichtig ist.

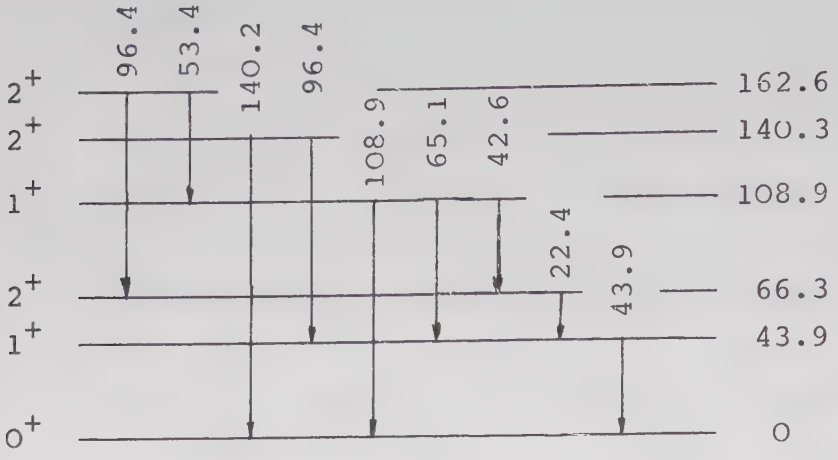


Abb. (9): Termschema von ^{66}Ga nach NajD 71 (Auszug)

Für die Lebensdauermessungen am ersten angeregten Zustand liegen einander widersprechende Ergebnisse vor (BolM69, BakL69, deBL70, HeuJ72). Zur genauen Bestimmung und Zuodnung der Lebensdauer(n) wurden verschiedenen Messungen durchgeführt.

α) Zeitdifferentielle Messungen nach der (α,n)-Reaktion mit gepulstem Strahl. Mit einem Si(Li)-Detektor wurden bei E_α = 12.2 MeV die Lebensdauerspektren der 22.4 und 43.9 keV Linien aufgenommen. Die Meßapparatur war die gleiche wie für die Spinrotationsmessungen. Abb. (10a) zeigt die Zeitspektren für die beiden Übergänge im logarithmischen Maßstab. Die eingezeichneten Pfeile geben die Grenzen an, zwischen denen die Funktion (5) auf Seite 13 angepaßt wurde. Die Lebensdauer für den 22.4 keV Übergang ergab sich zu

$$\tau_{22.4} = 33(2) \text{ ns},$$

Das Zeitspektrum zeigt einen rein exponentiellen Abfall;

eine längerlebige Komponente, etwa aus dem Zerfall des 81 ns Isomers, wird nicht beobachtet. Das Spektrum für die 43.9 keV Linie ist komplex: nach dem langsamen Ansteigen der Intensität (typisch für das "Füttern" eines isomeren Zustands durch einen anderen isomeren Zustand) klingt die Intensität etwa exponentiell ab. Nach ca. 200 ns hat der exponentielle Abfall einen Knick und geht mit kleinerer Steigung weiter. Aus der Anpassung der Bereiche zwischen den Pfeilen an die Funktion (5) erhält man folgende Werte für τ:

$\tau_1(43.9) = 34(2)$ ns

$\tau_2(43.9) = 90(10)$ ns

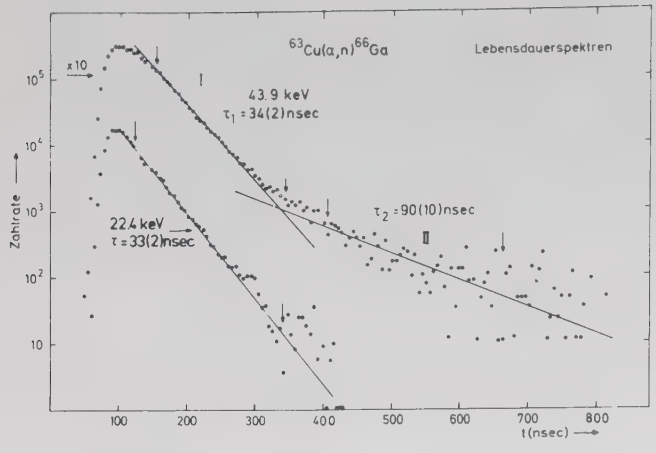
Bevor die Meßwerte im Bereich I an die Funktion (5) angepaßt wurden, wurde die Kurve bester Anpassung im Bereich II (mit $\tau_2 = 90(10)$ ns) zu kleineren Zeiten hin extrapoliert und von den Meßwerten subtrahiert.

β) Zeitlich-differentielle Messungen nach der (p,n)-Reaktion mit gepulstem Strahl. Die Zeitspektren der beiden γ-Übergänge wurden wie bei den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Messungen aufgenommen. Die Protonenenergie betrug 6.72 MeV. Abb. (10b) zeigt die Zeitspektren mit den eingezeichneten Grenzen für die Anpassung. Die Auswertung ergab:

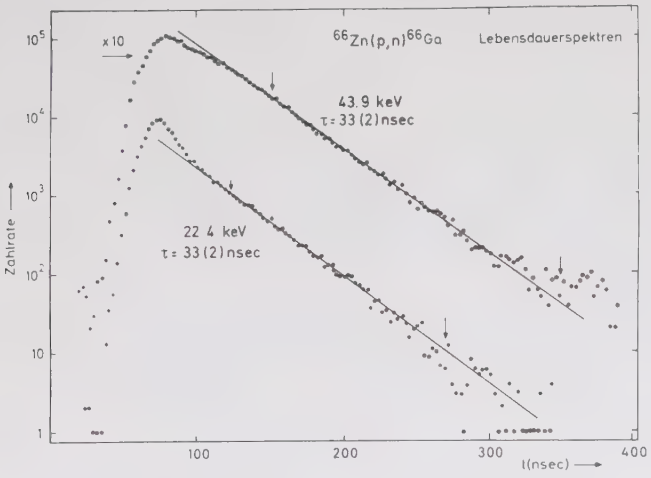
$\tau_{22.4} = 33(2)$ ns

$\tau_{43.9} = 33(2)$ ns.

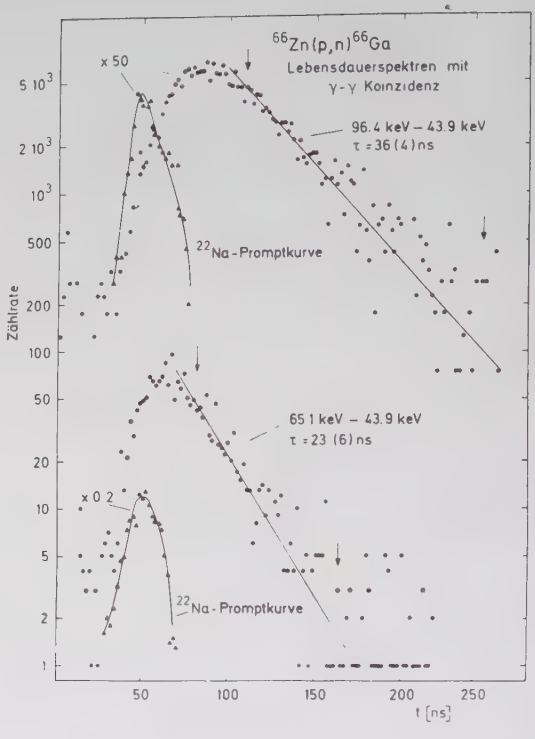
Wieder zeigt das Zeitspektrum des 43.9 keV Übergangs vor dem exponentiellen Abfall ein langsames Ansteigen der Intensität. Es fehlt jedoch die langlebige Komponente mit $\tau \sim 80$ s, da bei der gewählten Protonenenergie nur Zustände mit $E_x \leq 650$ keV angeregt werden können, das 81 ns-Isomer aber eine viel höhere Anregungsenergie besitzt (s. IVa).



a)



b)



c)

Abb. (10): Zeitlicher Verlauf der Intensitäten der γ-Übergänge mit 22.4 und 43.9 keV in ^{66}Ga (Lebensdauerspektren). Die Pfeile geben den Bereich an, in dem die Funktion $N^{th} = c \exp(-t/\tau) + U$ an die Meßwerte angepaßt wurde. Die Kurven bester Anpassung sind durchgezogen.

a) Zeitspektrum nach der Reaktion ^{63}Cu(α,n)^{66}Ga mit gepulstem Strahl (E_α = 12.2 MeV). Als Zeitnullpunkt diente das Eintreffen des Strahlimpulses. Beim Zeitspektrum für den 43.9 keV Übergang wurde vor Anpassung im Bereich I die Kurve bester Anpassung in Bereich II nach kleinen Zeiten hin extrapoliert und subtrahiert.

b) Zeitspektren nach der Reaktion ^{66}Zn(p,n)^{66}Ga mit gepulstem Strahl (E_p = 6.72 MeV). Als Zeitnullpunkt diente wieder das Eintreffen des Strahlimpulses.

c) Zeitspektren des 43.9 keV Übergangs, gemessen nach der Reaktion ^{66}Zn(p,n)^{66}Ga mit ungepulstem Protonenstrahl (E_p = 6.5 MeV). Als Zeitnullpunkt diente der Übergang mit 96.4 bzw. 65.1 keV. Eingezeichnet sind auch die Promptkurven, die mit einem ^{22}Na-Präparat mit den jeweils gleichen Energiefenstern aufgenommen wurden.

γ) Lebensdauermessungen mit γ-γ-Koinzidenzen am ungepulsten Protonenstrahl. Bei den Messungen mit gepulstem Strahl konnte die reine Lebensdauer des 43.9 keV Übergangs nicht bestimmt werden, da sie stets von der Lebensdauer des 22.4 keV Übergangs überlagert wird. Deshalb wurden noch Lebensdauermessungen mit γ-γ-Koinzidenzen am ungepulsten Protonenstrahl mit E_p = 6.5 MeV durchgeführt. Als Startsignale dienten die Übergänge mit 65.1 bzw. 96.4 keV (s. Abb. (9)), die mit einem 10 cm^3 großen Ge(Li)-Detektor (planaren Typs) nachgewiesen wurden, als Stopsignale die 43.9 keV Strahlung in einem Ge(Li)-Röntgendetektor. Leider konnte nicht an der 22.4 keV Linie gemessen werden, da ihre Intensität zu gering war. Die Zeitauflösung der Anordnung wurde mit einem ^{22}Na-Präparat bestimmt, wobei die gleichen Energiefenster wie bei der Messung am Strahl gesetzt wurden. Abb. (10c) zeigt die Zeitspektren. Die Anpassung ergab folgende Lebensdauern:

Koinzidenz 65.1 - 43.9 keV: τ_1 = 23(6) ns

" 96.4 - 43.9 keV: τ_2 = 36(4) ns

Aus den Lebensdauermessungen folgt:

1) Der Zustand bei 43.9 keV hat eine Lebensdauer von τ = 23(6) ns, der bei 66.3 keV hat τ = 33(2) ns.
2) Der Zustand bei 43.9 keV wird vom 80 ns-Isomer bevölkert, der bei 66.3 keV hingegen nicht.

Weitere Diskussionen der Meßergebnisse, insbesondere auch derer von anderen Autoren, erfolgt in IVd).

IV Diskussion der Meßergebnisse

a) Niveauschema (Energien der Zustände)

Für die Erstellung der Zerfallschemata der isomeren Zustände wurden die zum Strahlimpuls prompten und verzögerten Energiespektren, Anregungsfunktionsmessungen sowie die Koinzidenzmessungen zu Hilfe genommen. Bis auf drei sehr schwache Übergänge, die daher nur aufgrund ihrer Energie eingeordnet wurden, konnten alle Übergänge eindeutig nach ihrem Verhalten bei den Koinzidenz- und Anregungsfunktionsmessungen eingeordnet werden. Die Lage der tiefergelegenen Zustände stimmt im wesentlichen mit den zuvor bekannten Niveauschemata überein.

^{66}Ga: Najam et al. (NajD71) bestimmten mit der Reaktion ^{66}Zn(p,nγ)^{66}Ga Zustände in ^{66}Ga bis 720 keV Anregungsenergie und die γ-Übergänge zwischen ihnen. Abb. 11 Teil (b) zeigt das von ihnen erstellte Termschema. Aus Messungen des β-Zerfalls von ^{66}Ge(deBL70) sind weitere 11 Zustände oberhalb 720 keV mit 42 γ-Übergängen bekannt. Diese haben jedoch sämtlich Spin 0 oder 1 und sind deshalb für die Diskussion hier ohne Bedeutung. Wie aus dem Niveauschema ersichtlich, konnte bisher keinen Zuständen ein Spin I > 2 mit Sicherheit zugeordnet werden, allerdings favorisieren Najam et al. für einige Zustände den Spin 3. In HarS71 wird der Spin 3^+ für einen dieser Zustände bestätigt (für den bei 393 keV) und einem Zustand bei 840.8 keV der Spin 4^+ zugeordnet. Dabei handelte es sich um γ-Spektroskopiemessungen nach der (α,n)-Reaktion. Es sei noch erwähnt, daß das Termschema wiederholt revidiert werden mußte (RicG60, BolM69, BakL69, SarG69, DzhM70, deBL70), da es sehr komplex ist: allein bis zu einer Anregungsenergie von 720 keV gibt es 6 γ-Übergänge, von denen je zwei innerhalb von 0.1 keV die gleiche Energie haben.

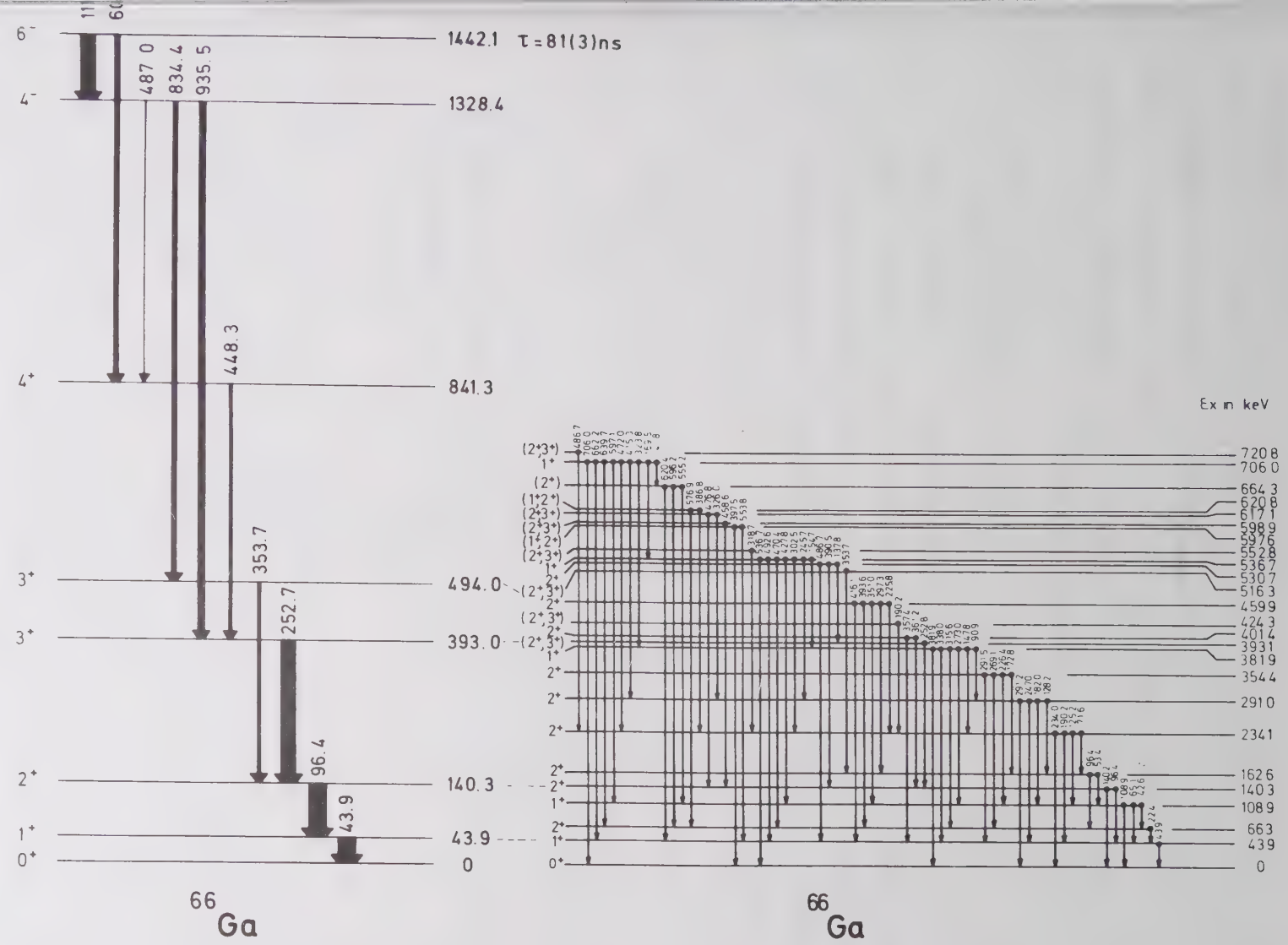


Abb. (11): Termschema von ^{66}Ga

a) Diese Arbeit (nur das Zerfallsschema des Zustands bei 1442.1 keV ist eingezeichnet)

b) Nach NajD71

Trotz dieser Schwierigkeiten konnte der Zerfall des Isomers eindeutig geklärt werden, da es dank der Lebensdauer von 81ns möglich war, diese Übergänge getrennt von allen anderen zu beobachten. Das Ergebnis ist in Abb. (11)a dargestellt. Die energetische Lage der Zustände und die γ-Übergänge zwischen ihnen sollen nun erläutert werden.

Die Einordnung der γ-Übergänge mit 43.9 und 252.7 keV sowie mit 96.4 keV entspricht der von NajD71. Beim letztgenannten Übergang war jedoch zu klären, welcher der beiden von Najam et al. ins Termschema eingeordneten Übergänge mit 96.4 keV im Zerfall des Isomers auftritt. Das zeigen folgende Überlegungen, die auch bestätigen, daß es zwei Übergänge dieser Energie gibt: Das Zeitspektrum, das mit γ-γ-Koinzidenz 96.4 - 43.9 keV gemessen wurde, zeigt die Lebensdauer des Zustands bei 66.3 keV, dieser Zustand wird also von einem 96.4 keV (96.4 I) Übergang bevölkert. Andererseits gehört ein 96.4 keV Übergang (96.4 II) zur Zerfallskaskade des 81 ns-Isomers, der Übergang mit 22.4 keV (66.3 - 43.9 keV) dagegen nicht (III fα). Die Übergänge 96.4 I und 96.4 II müssen demnach verschieden sein, ihre Einordnung ins Termschema von Najam et al. wird bestätigt und nur der Übergang 96.4 II (140.3 - 43.9 keV) gehört zur Zerfallskaskade des 81 ns-Isomers.

Der 353.7 keV Übergang wird zwischen einem neuen Zustand bei 494.0 keV und dem bei 140.3 keV eingeordnet: Die in dieser Arbeit gemessene Koinzidenz mit dem 96.4 keV Übergang 140.3 - 43.9 keV (durch das Zeitfenster wurde der andere Übergang mit 96.4 keV eliminiert) zeigt, daß der Zustand eine Anregungsenergie $E^* \geq 494.0$ keV haben muß. Den bei NajD71 veröffentlichten Energiespektren kann man als obere Schranke für die Anregungsenergie $E^* < 614$ keV entnehmen, denn bei dieser erreichbaren Anregungsenergie tritt der 353.7 keV Übergang auf. Evtl. mögliche Zwischenübergänge müßten eine Energie $E_\gamma < 120$ keV haben, und da solche Übergänge im

zeitverzögerten Spektrum nicht beobachtet wurden (der Übergang mit 113.7 keV liegt nach den Anregungsfunktionsmessungen höher im Termschema), muß es den Zustand bei 494.0 keV geben.

NajD71 dagegen ordnen die 353.7 keV Linie als Übergang von einem Zustand bei 516.3 keV nach dem 162.6 keV Zustand ein, auf Grund des Schwellenverhaltens und der Koinzidenz 353.7 - 96.4 keV. Es wurde jedoch kein Argument dafür gegeben, daß der höherliegende 96.4 keV Übergang in Koinzidenz mit dem 353.7 keV Übergang war. Da auch die Anregungsenergie eines Zustands allein auf Grund seines Schwellenverhaltens nicht ohne weiteres auf 20 keV genau bestimmt werden kann, steht das Experiment von NajD71 nicht unbedingt im Widerspruch zum Ergebnis dieser Arbeit.

Die übrigen Übergänge sind neu: Folgende Meßergebnisse führten zur Konstruktion des Zerfallsschemas:

1) Aus dem Verhältnis der Intensitäten im prompten Spektrum zu denen im verzögerten geht hervor, daß der 113. 7 keV Übergang das Isomer direkt entvölkert (s. Tab. (1), S. 17).
2) Die Summen der Energien folgender miteinander koinzidenter γ-Übergänge sind gleich:

   252.7 + 935.5 + 113.7 = 1301.9
   353.7 + 834.4 + 113.7 = 1301.8
   252.7 + 448.3 + 600.8 = 1301.8

3) Ferner gelten folgende Summenbeziehungen zwischen γ-Energien:

   448.3 + 487.0 = 935.3
   487.0 + 113.7 = 600.7

Daraus ergibt sich eindeutig das Zerfallsschema nach Abb. (11a). Die Energie des Zustands bei 841.3 keV stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der des von HarS71 gefundenen Zustands bei 840.8 keV überein. Daß es jeweils derselbe Zustand ist, zeigt der Vergleich der jeweiligen Energie-Einzel- und Koinzidenz-

spektren (Saw72). Die Intensitäten der verzögerten γ-Übergänge (s. Tab. (1)) wird in der Zeichnung durch die Dicke der Übergangspfeile wiedergegeben. Die Verzweigungsverhältnisse sind in sich konsistent.

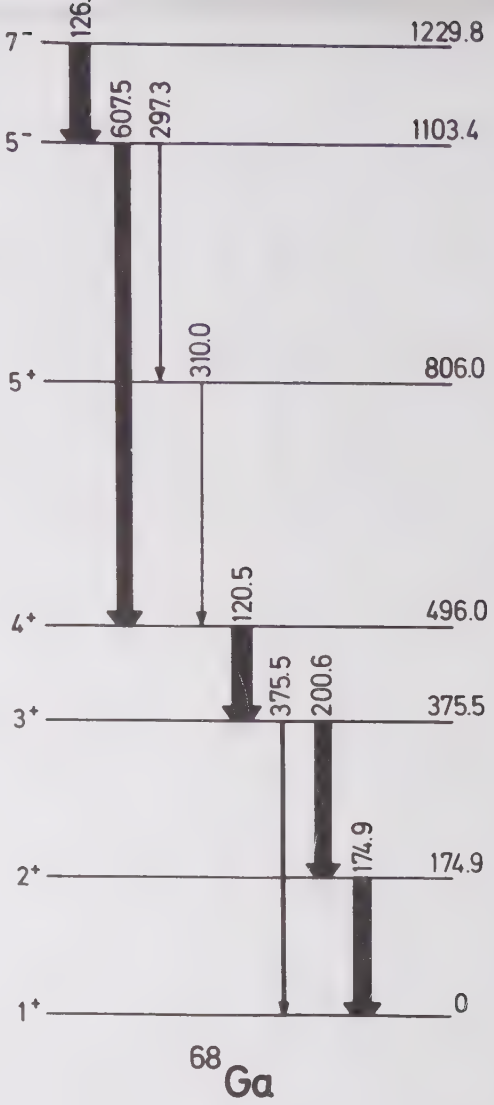
Lu et al. (LuZH69) untersuchten Zustände in ^{66}Ga mit der Reaktion ^{64}Zn(α,d)^{66}Ga bei E_α = 50 MeV. Die zweitstärkste Deuteronenlinie führt zu einem Zustand bei 1.46(3) MeV. Da die (α,d)-Reaktion bei diesen hohen α-Energien sehr selektiv Zustände mit hohem Spin bevölkert und auch der hier gefundene isomere Zustand wegen seiner Lebensdauer von 81 ns einen hohen Spin haben muß, ist es sehr wahrscheinlich derselbe Zustand, der in den beiden Messungen beobachtet wird.

^{68}Ga: Das bisher bekannte Zerfallsschema von ^{68}Ga (Abb. 12b), wie es in den NDS aufgeführt ist, gründet sich auf ^{68}Zn(p,nγ)-Messungen von Rester et al. (ResD66), welche die γ-Strahlung mit NaI-Detektoren nachgewiesen haben, und auf ^{68}Zn(p,nγ) sowie ^{65}Cu(α,nγ)-Messungen von Birstein et al. (BirC68), welche die γ-Übergänge in ^{68}Ga mit Germaniumzählern spektroskopierten und aus den Winkelverteilungen Spins und Paritäten bestimmten.

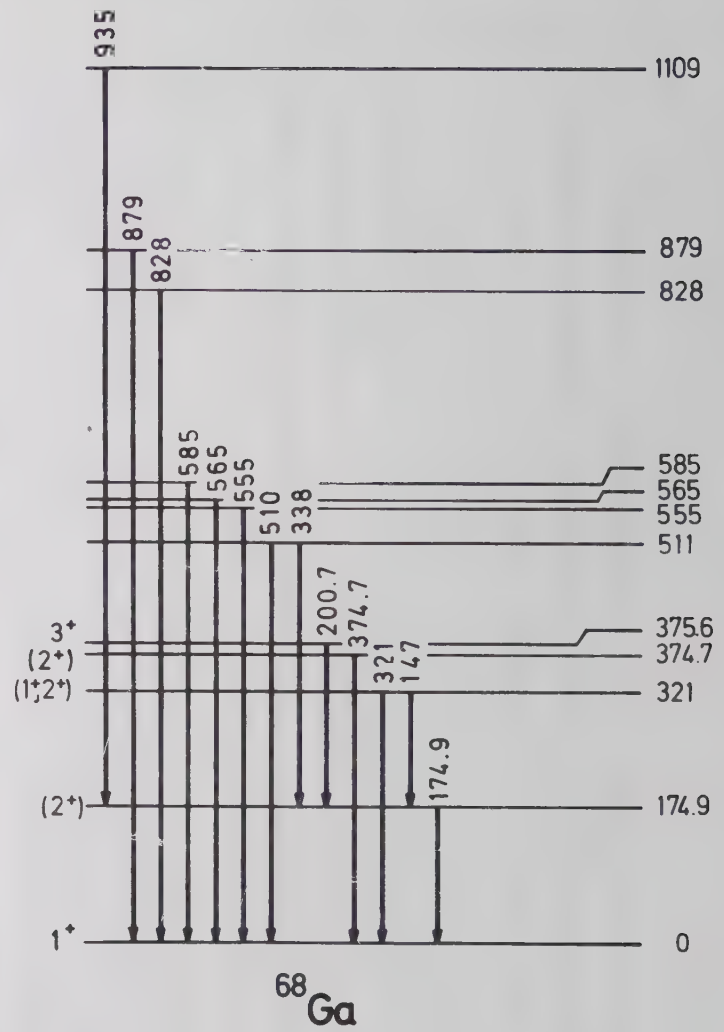
Abb. (12a) zeigt das Ergebnis dieser Arbeit. Bis auf den Übergang mit 375 keV konnten alle im verzögerten Spektrum beobachteten Übergänge ohne Schwierigkeiten und eindeutig eingeordnet werden. Die Koinzidenzen zwischen den Übergängen mit 174.9-200.6-120.5-607.5-126.4 keV bewiesen, daß diese Übergänge eine Kaskade bilden. Die Anregungsfunktion ergibt die Reihenfolge der Übergänge.

Der Zustand bei 496 keV wurde auch in (p,n)-Messungen von (BasS70) beobachtet; ihm wurde der Spin $5^+(4^+)$ zugeordnet.

Daß der 126.4 keV Übergang das isomere Niveau direkt entvölkert, zeigt zusätzlich das Intensitätsverhältnis von prompter zu verzögerter Strahlung.



a)



b)

Abb. (12): Termschema von ^{68}Ga.

a) Diese Arbeit (nur das Zerfallsschema des 1229.8 keV Zustands ist eingezeichnet).

b) Nach Rao68

Die schwachen Übergänge mit 297.3 und 310.0 keV wurden als Kreuzübergänge des 607.5 keV Übergangs eingeordnet, da die Summe ihrer Energien innerhalb der Fehlergrenzen gleich 607.5 keV ist. Das Verhältnis der Intensitäten im prompten Spektrum ($I_{310} : I_{297} = 4 : 1$) legt die Reihenfolge fest. Der Verlauf des 297.3 keV Übergangs in der Anregungsfunktion stimmt mit dem des 607.5 keV Übergangs überein; eine weitere Bestätigung dafür, daß beide Übergänge dasselbe Niveau entvölkern.

Die Schwierigkeiten bei der Einordnung des 375 keV Übergangs lagen in der scheinbaren Unvereinbarkeit zwischen meinen Messungen und den Messungen von Birstein et al. (BirC68). Entscheident zur Klärung dieser Diskrepanz war die Messung des γ-Energiespektrums mit einem Ge(Li)-Röntgendetektor (s. S. 17), die zeigte, daß bei 375 keV zwei Übergänge existieren. Die Übergangsenergien sind 374.4 und 375.5 keV. Bei den Experimenten von Birstein et al. wurden die beiden Linien nicht aufgelöst; die Ergebnisse wurden überwiegend vom Übergang mit 374.4 keV bestimmt, wie aus ihrer Energiebestimmung des unaufgelösten Dubletts folgt (E = 374.7 keV). Bei meinen Messungen wurde jedoch der Übergang mit 375.5 keV fast immer getrennt beobachtet: wegen seiner Zugehörigkeit zur Zerfallskaskade des 86 ns-Isomers tritt nur er in den zeitverzögerten und zeitdifferentiellen Spektren auf. So konnte seine Winkelverteilung und sein Intensitätsverhältnis zum 200.6 keV bestimmt werden, obwohl er vom 374.4 keV Übergang energetisch nicht getrennt war. Aus den verzögerten Energiespektren erhält man dasselbe Intensitätsverhältnis $I_{375.5} : I_{200.6} = 1 : 4$ wie aus dem Energiespektrum, das mit dem Ge(Li)-Röntgendetektor aufgenommen wurde.

Lu et al. (LuZH69) untersuchten auch Zustände in ^{68}Ga mit der (α,d)-Reaktion bei E_α = 50 MeV. Die zeitstärkste Deuteronenlinie führte zu einem Zustand bei 1.26(3) MeV. Das ist sehr wahrscheinlich der hier gefundene isomere Zustand bei 1.230 MeV (vgl. S. 42 für ^{66}Ga).

b) g-Faktoren:

Experimentelle Werte: Bei der Bestimmung der g-Faktoren wurde angenommen, das von außen angelegte Magnetfeld wirkt in gleicher Größe auch am Kernort. Das stimmt nur bedingt: i.a. muß noch die Abschirmung durch die Elektronenhülle (diamagnetische Effekte) und der Einfluß der Leitungselektronen (Knightshift) berücksichtigt werden. Die diamagnetische Korrektur beträgt für Gallium +0.26% (Kop58). Die Knightshift von Gallium in Kupfer ist nicht bekannt. Als Abschätzung für deren Größenordnung kann man den Wert für Kupfer in Kupfer nehmen, der -0.23% beträgt (WarC70). Beide Korrekturen liegen weit innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen und haben zudem verschiedenes Vorzeichen. Deshalb wird der unkorrigierte Wert für den g-Faktor angegeben:

$g = +0.123(3)$ für den Zustand bei 1442.1 keV in ^{66}Ga
$g = +0.101(2)$ für den Zustand bei 1229.8 keV in ^{68}Ga.

Vergleich mit theoretischen Voraussagen: Unter der Annahme, daß jeweils nur das unpaarige Proton und Neutron zum g-Faktor beitragen, können g-Faktoren in ungerade-ungerade Kernen nach der Formel

$$g_J = \frac{g_\pi + g_\nu}{2} + \frac{g_\pi - g_\nu}{2} \cdot \frac{j_\pi(j_\pi + 1) - j_\nu(j_\nu + 1)}{J(J + 1)} \qquad (8)$$

berechnet werden. Dabei ist g_J der g-Faktor des Zustands mit Spin J im u-u Kern und g_π, g_ν und j_π, j_ν der g-Faktor und Drehimpuls von Leuchtproton bzw. -neutron. Im allgemeinen stimmen Vorhersagen nach dem Einteilchenmodell für g-Faktoren von u-u Kernen besser als für g-u oder u-g Kerne, da Korrekturen wie Rumpfanregung und mesonische Effekte für Neutronen und

Protonen meist entgegengesetztes Vorzeichen haben. Für g_π und g_ν kann man einsetzen:

α) Einteilchen-Schalenmodell-Werte (Schmidtwerte)

β) Nach dem Rumpfpolarisationsmodell von Noya et al. (NoyA58) korrigierten Einteilchenwerte.

γ) Empirische Werte, d.h. experimentelle Werte von benachbarten g-u und u-g Kernen.

Ich will mich bei der Diskussion der g-Faktoren auf Spins mit $I \geq 5$ beschränken. Das Zerfallsschema und die Lebensdauer der Zustände, die bei 1442 bzw. 1230 keV Anregungsenergie liegen, sind nur mit einem großen Spin verträglich ($I > 4$), da sie mit einer Kaskade von 3 γ-Übergängen in einen Zustand mit Spin 3^+ übergehen. Das Argument wird durch die (α,d)-Messungen von Lu et al. (LuZH69) erhärtet (s. S. 42 und 44). Für alle derartigen, im Rahmen des Schalenmodells möglichen Zweiteilchenzustände sollen die g-Faktoren nach Formel (8) berechnet werden, mit den Werten für g_π und g_ν nach α), β) und γ).

Tabelle (8) gibt die g-Faktoren der in Frage kommenden Einteilchenzustände der benachbarten u-g bzw. g-u Kerne wieder. Die empirischen g-Faktoren konnten nicht immer für den direkt benachbarten Kern angegeben werden, da dieser nicht immer bekannt war. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen g-Faktoren (g_{exp}) und den nach dem Rumpfpolarisationsmodell berechneten (g_{NAH}) ist durchweg gut: sie weichen um maximal 20% voneinander ab (und die magnetischen Momente um weniger als 0.35 n.m.). Diese Übereinstimmung gilt allgemein in diesem Massenbereich, wie in vielen Arbeiten gezeigt wurde (z.B. BerH73, Rib72, NoyA58). Das berechtigt dazu, die nach dem Rumpfpolarisationsmodell berechneten g-Faktoren den Schmidtwerten bei der Diskussion der g-Faktoren in ^{66}Ga und ^{68}Ga vorzuziehen.

u-g Kerne

Zustand	g_{Sch}	g_{NAH}	Kern	g_{exp}	Kern
$\pi 2p3/2$	+2.520	+1.066 +1.094	^{65}Ga ^{67}Ga	+1.344 +1.234	^{69}Ga (a) ^{67}Ga (a)
$\pi 2p1/2$	-0.528	-0.528	^{67}Ga ^{69}Ga		
$\pi 1f5/2$	+0.345	+0.684 +0.667	^{67}Ga ^{69}Ga	+0.65	^{73}As (a)
$\pi 1g9/2$	+1.510	+1.190 +1.205	^{65}Ga ^{67}Ga	+1.135	^{71}As (a)

g-u Kerne

Zustand	g_{Sch}	g_{NAH}	Kern	g_{exp}	Kern
$\nu 1f5/2$	+0.547	+0.244 +0.351	^{67}Ge ^{69}Ge	+0.308 +0.350 +0.294	^{65}Zn (a) ^{67}Zn (a) ^{69}Ge (a)
$\nu 1g9/2$	-0.425	-0.168 -0.230	^{65}Zn ^{67}Zn	-0.210 -0.222 -0.243	^{67}Ge (b) ^{69}Ge (a) ^{67}Zn (b)

(a) Shi71 (b) BerH73

Tabelle (8): g-Faktoren von Einteilchenzuständen in u-g und g-u Nachbarkernen zu ^{66}Ga und ^{68}Ga. Aufgeführt sind die Schmidtwerte (g_{Sch}), die nach dem Rumpfpolarisationsmodell korrigierten Einteilchenwerte (g_{NAH}) und gemessene g-Faktoren von Kernen im entsprechenden Zustand. Die Parameter zur Berechnung der g_{NAH}-Werte wurden der Arbeit NoyA58 entnommen (Potentialtiefe des harmonischen Oszillators zur Bestimmung der Wellenfunktionen: 40 MeV); es wurden nur die nach dem Schalenmodell tiefstliegenden Zustände berücksichtigt.

Konfiguration π	Konfiguration ν	Spin	Kern	g_{Sch}	g_{NAH}	g_{emp}
1f5/2	1f5/2	5^+	^{66}Ga ^{68}Ga	+0.446	+0.464 +0.509	+0.48 (^{73}As + ^{65}Zn) +0.50 (^{73}As + ^{67}Zn)
2p1/2	1g9/2	5^-	^{66}Ga ^{68}Ga	-0.594	-0.362 -0.418	
1g9/2	1f5/2	$5^- - 7^-$	^{66}Ga ^{68}Ga	>+1.1	>+0.8	>+0.8 (^{71}As + ^{69}Ge)
1g9/2	1g9/2	$5^+ - 9^+$	^{66}Ga ^{68}Ga	+0.542	+0.511 +0.488	+0.446 (^{71}As + ^{67}Zn)
$2p3/2^{-1}$	1g9/2	5^-	^{66}Ga ^{68}Ga	<u>+0.018</u>	<u>+0.017</u> -0.031	-0.022 (^{67}Ga + ^{67}Zn)
		6^-	^{66}Ga ^{68}Ga	+0.314	<u>+0.140</u> <u>+0.102</u>	<u>+0.126</u> (^{67}Ga + ^{67}Zn)
1f5/2	1g9/2	5^-	^{66}Ga ^{68}Ga	-0.245	<u>+0.031</u> -0.021	-0.035 (^{73}As + ^{67}Zn)
		6^-	^{66}Ga ^{68}Ga	-0.187	<u>+0.096</u> <u>+0.048</u>	<u>+0.033</u> (^{73}As + ^{67}Zn)
		7^-	^{66}Ga ^{68}Ga	-0.150	<u>+0.136</u> <u>+0.090</u>	<u>+0.076</u> (^{73}As + ^{67}Zn)

^{66}Ga (1442.1 keV Zustand): g_{exp} = +0.123(3)
^{68}Ga (1229.8 keV Zustand): g_{exp} = +0.102(2)

<u>Tabelle (9)</u>: g-Faktoren für Zweiteilchenzustände mit Spin $I \geq 5$ in ^{66}Ga und ^{68}Ga, berechnet nach Formel (8). Für g_π und g_ν wurden die in Tabelle (8) aufgeführten g-Faktoren eingesetzt: bei g_{Sch} die Schmidtwerte, bei g_{NAH} die nach dem Rumpfpolarisationsmodell korrigierten Werte und bei g_{emp} die experimentellen g-Faktoren. Zum Vergleich sind auch die in dieser Arbeit gemessenen g-Faktoren in ^{66}Ga und ^{68}Ga angegeben. Die unterstrichenen Werte weichen um weniger als 0.1 (entspricht ungefähr 0.5 n.m.) von diesen ab.

Tabelle (9) gibt die mit den Werten aus Tab. (8) nach Formel (8) berechneten g-Faktoren für Zustände in ^{66}Ga und ^{68}Ga mit Spin I ≥ 5 an. Bei den ersten vier Konfigurationen weichen alle Werte mehr als ±0.32(≙ ±1.6 n.m.) von den gemessenen g-Faktoren ab. Das liegt außerhalb der Gültigkeit des Modells: Die Genauigkeit der Voraussagen von magnetischen Momenten mit dem Rumpfpolarisationsmodell ist, wie die Erfahrung zeigt, für u-g und g-u Kerne besser als 1 n.m., und sie sollte für u-u Kerne eher noch besser sein. Die Auswahl der möglichen Spins der isomeren Zustände in beiden Kernen wird dadurch auf die Werte (5^-), 6^-, 7^- eingeschränkt, d.h. Zustände, bei denen sich das Leuchtneutron in der 1g9/2-Schale und das Leuchtproton in der 2p3/2-oder 1f5/2-Schale bzw. einer Mischung aus beiden befindet. Die Übereinstimmung ist gut für die Spins 6^- und 7^-. Die Abweichung ist bei den beiden 5^--Zuständen groß (0.5 - 0.8 n.m.), doch lassen sich diese Konfigurationen nicht völlig ausschließen.

Von Zuständen der Konfiguration $[(\pi 2p3/2)^{-1} \cdot (\nu 1g9/2)]_{6^-}$ wurden in Isotonen zu ^{66}Ga und ^{68}Ga, und zwar in ^{64}Cu und ^{66}Cu, die g-Faktoren gemessen (Rib72). Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit sind in Tabelle (10) zusammengefaßt.

Kern	E_x(keV)	τ(ns)	g_{exp}	1.γ-Übg.	E_γ(keV)
^{64}Cu	1593.7	29.5(1)	+0.176(5)	$6^- \rightarrow 4^+$	1019.2
^{66}Cu	1154.1	860(30)	+0.1733(5)	$6^- \rightarrow 4^+$	563.3

Tabelle (10): Anregungsenergie E_x, Lebensdauer τ, g-Faktor und Zerfall von 6^--Zuständen in ^{64}Cu und ^{66}Cu.

Die empirischen bzw. nach dem Rumpfpolarisationsmodell berechneten g-Faktoren sind g_{emp} = +0.199 (+0.207) und g_{NAH} = +0.320 (+0.280) für ^{64}Cu (^{66}Cu). Für die empirischen

g-Faktoren wurden die Werte des $3/2^-$-Grundzustands von ^{63}Cu bzw. ^{65}Cu (g = +1.484 bzw. +1.590) und des $9/2^+$-Zustands in ^{67}Zn bei 6C5 keV genommen. Daß hier die Rumpfpolarisationswerte die experimentellen Werte weniger gut wiedergeben, liegt vermutlich daran, daß die $3/2^-$-Zustände in ^{63}Cu und ^{65}Cu schlecht in diesem Modell beschrieben werden (es liefert einen um ca. 0.5 n.m. zu großen Wert für die magnetischen Momente). Die Übereinstimmung der g-Faktoren der 6^--Zustände mit den empirischen Werten ist jedoch gut. Die entsprechenden Zustände analoger Konfiguration in den Isotonen ^{66}Ga und ^{68}Ga sollten, wie aus Tab.(9) ersichtlich, einen kleineren g-Faktor haben, nämlich g_{emp} = +0.126 und g_{NAH} = +0.140 bzw. +0.102. Der Grund hierfür ist der kleinere g-Faktor der $3/2^-$-Zustände in den ungeraden Ga-Isotopen gegenüber den entsprechenden Cu-Isotopen, wie es auch vom Rumpfpolarisationsmodell vorhergesagt wird.

Unter diesem Aspekt ist es naheliegend anzunehmen, daß die isomeren Zustände in ^{66}Ga und ^{68}Ga die analogen Zustände zu den 6^--Zuständen in ^{64}Cu und ^{66}Cu sind. Ein weiteres Argument ist die Übereinstimmung der energetischen Lage der Zustände in den jeweiligen Isotonen. Im Abschnitt IVe) wird aber gezeigt werden, daß zwar der Spin des Isomers in ^{66}Ga $I^\pi = 6^-$ ist, jedoch in ^{68}Ga $I^\pi = 7^-$. Die Abweichung der experimentellen Werte für die magnetischen Momente, die man für diese Spinzuordnung erhält, von den nach dem Rumpfpolarisationsmodell berechneten und den empirischen Werten ist kleiner als 0.2 n.m. Auf Grund des g-Faktors läßt sich für das Isomer in ^{66}Ga nicht entscheiden, welche Konfiguration ($[(\pi 2p3/2^{-1})(\nu 1g9/2)]_6^-$ oder $[(\pi 1f5/2)(\nu 1g9/2)]_6^-$ oder eine Mischung aus beiden) dem 6^--Zustand zugrunde liegt, denn beide g_{NAH}-Werte sind gut verträglich mit dem gemessenen Wert.

c) Lebensdauer der Zustände bei 1442.1 keV in ^{66}Ga und bei 1229.8 keV in ^{68}Ga.

Die Lebensdauern des 1442.1 keV Zustands in ^{66}Ga und des 1229.8 keV Zustands wurden bestimmt zu

$\tau_{1442} = 81(3)$ ns und $\tau_{1230} = 86(3)$ ns

(Tab. (6) S.30 und Tab. (7) S.31).

Die Übergangswahrscheinlichkeiten der Übergänge mit 113.7 und 600.8 keV in ^{66}Ga, die beide dasselbe Niveau entvölkern, erhält man durch einfache Rechnung aus der gemessenen Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit $T_{ges} = T_{113.7} + T_{600.8}$ und aus dem Verzweigungsverhältnis (s. Tab. (1)) $I_{113.7} : I_{600.8} = 5 : 2 = T_{113.7} : T_{600.8}$.

Für elektromagnetische Übergänge in Kernen lassen sich Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen (Weisskopfeinheiten). Obwohl diese Abschätzung von sehr vereinfachenden Annahmen ausgeht, so gibt sie doch i.a. die Größenordnung richtig wieder. Das reicht meist, um die Multipolarität der entsprechenden Übergänge zu bestimmen oder zumindest deren Auswahl stark einzuschränken. Da Effekte wie z.B. kollektive Übergänge, welche die einfache Theorie nicht wiedergibt, meist die gleiche Abweichung vom Einteilchenwert bewirken, erlaubt es der Vergleich mit benachbarten Kernen oft, auch sie zu berücksichtigen. In Tabelle (11) sind die gemessenen und die Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten für den Zerfall des jeweiligen Isomers angegeben.

γ-Übergang (keV)	γ-Übergangswahrscheinlichkeit (in s^{-1})					
	Weisskopfabschätzung					Experime
	E1	M1	E2	M2	E3	
^{66}Ga:600.8	$3\cdot10^{14}$	$5\cdot10^{12}$	$8\cdot10^{8}$	$9\cdot10^{7}$	$4.5\cdot10^{3}$	$3.5\cdot10^{6}$
^{66}Ga:113.7	$2.5\cdot10^{12}$	$4\cdot10^{10}$	$4\cdot10^{5}$	$2.5\cdot10^{4}$	$3.5\cdot10^{-2}$	$8.7\cdot10^{6}$
^{68}Ga:126.4	$3.5\cdot10^{12}$	$6\cdot10^{10}$	$6\cdot10^{5}$	$4\cdot10^{4}$	$7.5\cdot10^{-2}$	$11.8\cdot10^{6}$

Tabelle(11): Weisskopfabschätzungen und experimentelle Übergangswahrscheinlichkeiten von γ-Übergängen in ^{66}Ga und ^{68}Ga.

Der Vergleich der Weisskopfabschätzungen mit den experimentellen Werten ergibt:

- Die Übergänge mit 113.7 keV und mit 126.4 keV sind sehr wahrscheinlich E2-Übergänge. Das wird voll durch ihre positiven A_2-Werte unterstützt (s. IVe). Sie sind um den Faktor 10 - 20 beschleunigt. Das ließe sich erklären durch einen kollektiven Anteil am Übergang. Nicht völlig auszuschließen sind E1-oder M1-Übergänge, die dann jedoch um den Faktor $3\cdot10^{5}$ bzw. $5\cdot10^{3}$ verzögert wären. Im Kapitel IVe) werden die Dipolübergänge aus anderen Gründen ausgeschlossen.
- Der Übergang mit 600.8 keV ist ein um einen Faktor 25 verzögerter M2-Übergang. Derartige verzögerte M2-Übergänge, wobei ein Nukleon aus der 1g9/2-Schale in die 1f5/2-Schale übergeht, sind im Massenbereich um A = 70 sehr häufig (LetF69). Ein eventuell möglicher, um den Faktor 10^{3} beschleunigter E3-Übergang wird wiederum im Kapitel IVe) aus anderen Überlegungen ausgeschlossen, ebenso ein E2-Übergang (wegen Paritätserhaltung).

Anstelle der Einteilchenabschätzungen kann man für u-u Kerne auch die Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb von Umkopplungsmultipletts leicht berechnen (s. Rib72 Anhang und Edm64 S. 95).

In Tabelle (12) sind diese Übergangswahrscheinlichkeiten für verschiedene Spinfolgen angegeben. Die Ausgangsspins wurden auf die mit den experimentell bestimmten g-Faktoren verträglichen Werte (IVb), nämlich 6^- und 7^-, eingeschränkt. Für die dabei auftretenden g-Faktoren und Quadrupolmomente wurden empirische Werte eingesetzt (Shi71).

π-ν Konfigurationen	$I_i - I_f$	Übergangswahrscheinlichkeit der γ-Übergänge mit		Multipolarität
		113.7 keV	126.4 keV	
$(\pi 2p3/2)(\nu 1g9/2)$	$6^- \rightarrow 4^-$	$2.4 \cdot 10^6\ s^{-1}$	$4.2 \cdot 10^6\ s^{-1}$	E2
	$6^- \rightarrow 5^-$	$2.8 \cdot 10^6\ s^{-1}$	$4.8 \cdot 10^6\ s^{-1}$	E2
		$1.4 \cdot 10^{10} s^{-1}$	$2 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$	M1
$(\pi 1f5/2)(\nu 1g9/2)$	$7^- \rightarrow 5^-$	$1.2 \cdot 10^5\ s^{-1}$	$2 \cdot 10^5\ s^{-1}$	E2
Experiment:		$8.7 \cdot 10^6\ s^{-1}$	$11.8 \cdot 10^6\ s^{-1}$	

Tabelle (12): Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb reiner Umkupplungsmultipletts verschiedener Konfigurationen.

Es zeigt sich, daß hiermit bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt wird als mit den Einteilchen-Weisskopfabschätzungen, wenn es sich um den Übergang $6^- \rightarrow 4^-$ handelt, und schlechtere für den Übergang $7^- \rightarrow 5^-$. Jedoch ist der Unterschied nicht drastisch genug, um allein aufgrund der gemessenen Lebensdauer zwischen diesen beiden Spinfolgen unterscheiden zu können. Allerdings kann ein $6^- \rightarrow 5^-$ Umkopplungsübergang schon ausgeschlossen werden, weil die damit resultierende Behinderung des M1-Übergangs um mehr als 10^3 zu extremen Annahmen über den g-g Rumpf führen müßte.

d) Lebensdauer der ersten beiden angeregten Zustände in ^{66}Ga

Für die Messungen am ersten angeregten Zustand in ^{66}Ga existieren widersprüchliche Messungen. Tabelle (13) faßt die bisher veröffentlichten Ergebnisse zusammen:

Meßmethode	Autoren	Lebensdauer (ns)
^{66}Ge: γ-γ-Koinzidenz 511 mit 43.9 keV	(BolM69)	30 ± 3
^{66}Ge: γ-γ-Koinzidenz 65.1 gegen 43.9 keV	(BakL69)	17.3 ± 1.5
^{66}Ge: γ-γ-Koinzidenz 338.1 + 470.7 + 511 gegen 43.9 keV	(deBL70)	<17
^{66}Zn(p,n)^{66}Ga, gepulster Strahl, 43.9 keV Linie	(HeuJ72)	35.5 ± 3.0

Tabelle (13): Zusammenstellung der Lebensdauermessungen am ersten angeregten Zustand in ^{66}Ga.

Die Lebensdauer des zweiten angeregten Zustands wurde bisher noch nicht gemessen. Die vorliegenden Messungen ergaben für diesen Zustand, gemessen am gepulsten Strahl nach der ^{63}Cu(α,n) und ^{66}Zn(p,n) Reaktion am 22.4 keV Übergang (s. IIIe), den Wert

$\tau(66.3) = 33 \pm 2$ ns.

Die Lebensdauer des 43.9 keV Zustands konnte nicht mit gepulstem Strahl gemessen werden, da er zu stark vom 22.4 keV Übergang bevölkert wird. Sie wurde deshalb mit γ-γ-Koinzidenzen am Gleichstromstrahl bestimmt. Als Start diente die 65.1 keV Linie, welche das 43.9 keV Niveau direkt bevölkert. Das Ergebnis ist

$$\tau(43.9) = 23 \pm 6 \text{ ns}.$$

Es wird gezeigt, wie damit die widersprüchlichen Messungen erklärt werden können.

In den Zeitspektren des 43.9 keV Übergangs erhält man eine Überlagerung der Lebensdauern von beiden Zuständen (bei 43.9 und 66.3 keV), wenn als Zeitnull γ-Übergänge dienen, die (auch) zum 66.3 keV Zustand führen - direkt oder mit einem Teil der nachfolgenden γ-Kaskade. Der zeitliche Verlauf der Intensität des 43.9 keV Übergangs läßt sich schreiben als

$$I(t) = I_1 \cdot \exp(-t/\tau_1) + I_2 \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \{\exp(-t/\tau_2) - \exp(-t/\tau_1)\} \quad (9).$$

I_1 bzw. I_2 ist die Bevölkerung des 43.9 bzw. 66.3 keV Niveaus zur Zeit $t = 0$ und τ_1 bzw. τ_2 die entsprechende Lebensdauer. Die gleiche Zeitabhängigkeit der Intensität gilt auch für Messungen am gepulsten Strahl.

Ist nun $I_1 \sim I_2 \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1}$ $(\tau_2 > \tau_1)$, so nimmt die Intensität der 43.9 keV Quanten gemäß $I(t) \sim I_2 \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \cdot \exp(-t/\tau_2)$ exponentiell mit τ_2 ab. Dem 43.9 keV Zustand könnte dann die falsche Lebensdauer τ_2 zugeordnet werden. Das war offensichtlich der Fall bei den Messungen von Bolotin et al. und

von Heubes et al.. Bolotin et al. benutzten die 511 keV Vernichtungsstrahlung als Startsignal, d.h. den β^+-Zerfall. Die Zustände bei 43.9 und 66.3 keV werden beide, direkt oder indirekt, von β^+-Zerfällen bevölkert. Ebenso werden mit der (p,n)-Reaktion bei den Messungen von Heubes beide Zustände bevölkert, wie es ja auch die vorliegenden Experimente gezeigt haben.

Bakhru et al. dagegen maßen die echte Lebensdauer des 43.9 keV Zustands, da sie als Koinzidenz-γ-Strahlung die das Niveau direkt bevölkernde 65.1 keV Linie nahmen. De Boer et al. benutzten zur Koinzidenz γ-Strahlung, die sowohl zum 66.3 keV Niveau führte als auch direkt das 43.9 keV Niveau bevölkerte. Offensichtlich waren letztere dominant, das Ergebnis $\tau < 17$ ns ist mit dem von Bakhru et al. gemessenen Wert verträglich.

Bester Wert für die Lebensdauer des 43.9 keV Zustands ist der Wert von Bakhru, da meine Messungen wegen zu geringer Zählrate mit einem viel größeren Fehler behaftet sind. Die Lebensdauer des 2. angeregten Zustands ergibt sich aus meinen Messungen am 22.4 keV Übergang mit gepulstem Protonen- bzw. α-Strahl. Die Ergebnisse:

τ(43.9 keV) = 17.3 ± 1.5 ns (BakL69)
τ(66.3 keV) = 33 ± 2 ns (diese Arbeit).

Beim Vergleich der gemessenen Lebensdauern mit Weisskopfabschätzungen muß berücksichtigt werden, daß der Zustand auch durch innere Konversion zerfallen kann. Die γ-Übergangswahrscheinlichkeit T_γ hängt mit der gemessenen Lebensdauer des Zustands mit der Beziehung $T_\gamma = 1/\tau(1 + \alpha)$ (α = gesamter Konversionskoeffizient) zusammen. Die experimentell bestimmten Konversionskoeffizienten α für die Übergänge mit 22.4 und 43.9 keV (deBL70) stimmen gut mit den theoretischen Werten für M1-Übergänge überein, sie sind $\alpha = 6.15$ und $\alpha = 0.74$ für die 22.4 und 43.9 keV Übergänge. Die folgende Tabelle (14)

gibt die mit der Weisskopfabschätzung (T_{sp}) und die für ein reines Umkopplungsmultiplett berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten (T_{uu}) im Vergleich mit dem Experiment (T_{exp}). Zur Bestimmung von T_{exp} wurden die gemessenen Konversionskoeffizienten verwendet.

E_γ	T_{sp}	T_{uu}	T_{exp}
22.4 keV	$3.3 \cdot 10^8$ s^{-1}	$4.2 \cdot 10^7$ s^{-1}	$4.3 \cdot 10^6$ s^{-1}
43.9 keV	$2.6 \cdot 10^9$ s^{-1}	$3.8 \cdot 10^8$ s^{-1}	$3.4 \cdot 10^7$ s^{-1}

Tabelle (14): Vergleich der γ-Übergangswahrscheinlichkeiten der 22.4 und 43.9 keV Übergänge in ^{66}Ga mit theoretischen Abschätzungen für M1-Strahlung.

Wenn man davon ausgeht, daß die Zustände einem Umkopplungsmultiplett angehören, ist es naheliegend, als Wellenfunktion $[(\pi 2p3/2^{-1})(\nu 1f5/2)_{3/2}]_{0^+,\ 1^+,\ 2^+}$ anzunehmen. Die Übergänge sind gegenüber den Einteilchen-(Umkopplungs-)Werten um den Faktor 100(10) verzögert. In Anbetracht des groben Modells befriedigt die Übereinstimmung; das Verhältnis der γ-Übergangswahrscheinlichkeiten wird richtig wiedergegeben.

Heubes et al. bestimmten mit der zeitdifferentiellen Spinrotationsmethode den g-Faktor des - wie sie annahmen - 43.9 keV Niveaus zu g = -0.504(9). Die Lebensdauer, die sie bei dieser Messung am 43.9 keV Übergang fanden, war jedoch mit τ = 35.5 ± 3.0 ns die des 66.3 keV Zustands. Es ist nun zu klären, welchem Zustand der g-Faktor zuzuordnen ist. Der Kern befindet sich während der Zeit t_2 im 2^+-Zustand bei 66.3 keV und dreht dabei die Winkelverteilung um den Winkel $\omega_2 t_2$ ($\omega_2 = g_2 \mu_k B/h$ Larmorfrequenz). Dann zerfällt er in den 1^+-Zustand bei 43.9 keV und dreht dabei um den Winkel $\omega_1 t_1$, bevor er in den Grundzustand zerfällt. Die Korrelationsfunktion für den 43.9 keV Übergang lautet (nach BabF73)

$$I(\theta,t) = N_2(\lambda_1\lambda_2/\Delta\lambda)\left[e^{-\lambda_2 t}\{1 + b_2\cos\alpha\cos[2(\theta - \omega_2 t) - \alpha]\}\right.$$
$$\left. - e^{-\lambda_1 t}\{1 + b_2\cos\alpha\cos[2(\theta - \omega_1 t) - \alpha]\}\right] \qquad (10)$$
$$+ N_1 e^{-\lambda_1 t}[1 + b_1\cos 2(\theta_1 - \omega_1 t)]$$

mit $\lambda_1, \lambda_2 = \frac{1}{\tau_1}, \frac{1}{\tau_2}$, $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ und

$\alpha = \arctan(2\Delta\omega/\Delta\lambda)$. N_1 (N_2) ist die Anzahl der Kerne im 1^+ (2^+)-Zustand zur Zeit $t = 0$. Es ist nicht sinnvoll, über mögliche Werte der Unbekannten α, $\Delta\omega$, N_1, N_2, b_1 und b_2 zu spekulieren, jedoch sind folgende Schlußfolgerungen wichtig:

- Für Zeiten, die groß sind gegen $1/\Delta\lambda$, wird der zeitliche Verlauf der Intensität bestimmt durch λ_2 und ω_2, d.h. er spiegelt Lebensdauer und g-Faktor des 66.3 keV Niveaus wieder. Verstärkt wird dieses Verhalten noch dadurch, daß die beiden Terme mit dem Faktor $e^{-\lambda_1 t}$, d.h. mit der Lebensdauer τ_1, entgegengesetztes Vorzeichen haben und so ihr Einfluß auf der Intensitätsverlauf weitgehend eliminiert sein kann.
- es tritt eine zusätzliche Phasenverschiebung α der Winkelverteilung auf. Beachtet man dies nicht, so kann u. U. die Bestimmung des Vorzeichens falsch werden, da dabei die Phase eingeht.

Es ist wahrscheinlich, daß der gemessene g-Faktor dem 66.3 keV Zustand zuzuordnen ist. Die Schwierigkeit liegt dann bei der theoretischen Deutung des g-Faktors, da für einen 2^+-Zustand positive g-Faktoren von der Größe 0.3 bis 0.6 zu erwarten sind. Wurde jedoch das Vorzeichen - wegen der oben genannten Schwierigkeiten - falsch bestimmt, so wäre der Wert $g_{exp} = 0.504(9)$ im Einklang mit dem Spin 2^+.

e) Multipolaritäten und Spinwerte

In diesem Abschnitt werden den neu gefundenen, in Kapitel IVa) diskutierten Zuständen in ^{66}Ga und ^{68}Ga Spins zugeordnet und die Multipolaritäten der γ-Übergänge zwischen ihnen bestimmt - unter Zugrundelegung aller Meßergebnisse wie g-Faktoren, Lebensdauern, Verzweigungsverhältnissen und vor allem der bisher noch nicht diskutierten Anisotropiekoeffizienten. Es zeigt sich, daß es für jede Zerfallskaskade genau eine, mit allen Meßergebnissen konsistente Zuordnung gibt.

Zunächst einige Bemerkungen zu den Winkelverteilungskoeffizienten: Die Besetzungsverteilung der magnetischen Unterzustände (= die Ausrichtung) eines Kernzustands hängt von der Bevölkerung sowohl durch die Kernreaktion als auch durch den Zerfall höher gelegener Zustände ab. Die Ausrichtung und demnach auch die Winkelverteilungskoeffizienten lassen sich daher i.a. nur schwer berechnen. Im vorliegenden Fall sind die Voraussetzungen günstiger: Da die Winkelverteilungskoeffizienten den Spinrotationsspektren entnommen werden, hängen sie von der Ausrichtung einzig des Isomers ab. Relativ zueinander sind sie sogar auch davon unabhängig.

Yamazaki (Yam67) berechnete die Winkelverteilungskoeffizienten A_2 (A_4) für reine und gemischte Übergänge der Multipolordnung $L \leq 3$ zwischen Zuständen mit Spin $I \leq 18$ sowie die vom Übergang verursachte Abschwächung u_2 (u_4) der Ausrichtung des Endzustands. Der Vergleich mit den gemessenen A_2- und A_4-Werten erlaubt es, die möglichen Spinwerte und Multipolaritäten stark einzuschränken oder sogar zu bestimmen.

Zwischen den Winkelverteilungskoeffizienten A_2 und A_4 und den gemessenen Anisotropien a_2 und a_4 gelten die Beziehungen auf S. 13. Folgende mögliche Fehlerquellen sind noch zu berücksichtigen:

- Störungen der Winkelverteilung, während sich der Kern in einem Zwischenzustand mit der Lebensdauer τ_z befindet.
- Beitrag des Comptonuntergrunds höherenergetischer γ-Übergänge.

Die beobachteten Störungen der Winkelverteilung werden im Anhang ausführlicher diskutiert. Sie bewirken eine Phasenverschiebung α der Modulationsspektren der γ-Übergänge unterhalb des Zwischenzustands mit der Lebensdauer τ_z gegenüber den oberhalb gelegenen γ-Übergängen und zusätzlich eine Abschwächung der Anisotropie um den Faktor cos α.

Durch den Beitrag vom Comptonuntergrund höherenergetischer γ-Übergänge können die gemessenen Anisotropien u.U. beträchtlich verfälscht werden. Die nachträgliche Korrektur der Anisotropie auf diesen Effekt kann nur abgeschätzt werden, da weder das genaue Photolinie-Compton Verhältnis des Detektors für alle Energien bekannt ist, noch die genaue Breite der Fenster in den Differentialdiskriminatoren. Dennoch können eindeutige Schlüsse hinsichtlich Spin und Multipolarität gezogen werden.

^{66}Ga: Außer dem von Najam et al. (NajD71) erstellten Niveauschema (Abb. 11b) ist auch das von Harms-Ringdahl et al. (HarS71) vorgeschlagene Schema von Bedeutung für die Betrachtung hier, da darin den Zuständen bei 841 keV bzw. 393 keV die Spins 4^+ bzw. 3^- zugeordnet werden. Darauf aufbauend soll zunächst der Spin des 1328 keV Niveaus diskutiert werden.

1328 keV: Dieser Zustand zerfällt in die Zustände bei 841.3 keV (4^+), 393.0 keV (3^+) und 494.0 keV. Da sehr viele niederenergetische Zustände mit $I^\pi = 1^+$ und 2^+ bekannt sind und zu keinem dieser Zustände Übergänge vom 1328.4 keV Niveau beobachtet wurden (s. Abb. 11b), scheiden mit hoher Wahrscheinlichkeit für den 1328.4 keV Zustand Spinwerte mit $I \leq 3$ aus. Wäre sein Spin 6, so könnte zwar der Übergang

$6 \rightarrow 3^+$ als 10^3-fach beschleunigter E3-Übergang (Weisskopf-abschätzung τ_{sp} = 11 µs) gerade noch mit der oberen Grenze von 10 ns für die Lebensdauer verträglich sein, wie sie aus den Zeitspektren abgeschätzt werden kann. Jedoch ist das Vorzeichen des A_2-Terms für einen E3-Übergang $6 \rightarrow 3$ positiv - im Widerspruch zum experimentellen Ergebnis. Da M4-Beimischungen nicht möglich sind (sie wären um den Faktor 10^9 beschleunigt), bleiben als mögliche Spins für den 1328.4 keV Zustand I = 5 oder 4.

Die Annahme I = 5 führt zu einem Widerspruch. Der Gang der Beweisführung soll zunächst skizziert werden: Der Vergleich des gemessenen A_2-Wertes für den 935.5 keV Übergang mit dem eines Übergangs $5 \rightarrow 3$ liefert eine untere Grenze der Ausrichtung des Zustands bei 1328.4 keV und damit für das Isomer bei 1442.1 keV. Daraus wird eine untere Grenze des a_4-Terms abgeleitet, der im Experiment für den 935.5 keV Übergang beobachtet werden müßte. Dieser Wert ist im Widerspruch zum experimentellen Befund.

Ein $5 \rightarrow 3$ Übergang ist nur dann mit dem gemessenen A_2-Term des 935.5 keV Übergangs (A_{2exp} = -0.13(2)) verträglich, wenn er gemischt ist: Für δ = M2/E3 bzw. E2/M3 (genaue Definition von δ s. Yam67) im Intervall $-1.76 < \delta < -0.64$ wird $A_{2theo} < -0.11$ (für δ = -1.05 erhält man den dem Betrage nach größten negativen A_2-Wert A_{2theo} = -0.18). Die Abweichung von der maximal möglichen Ausrichtung eines Zustands bezüglich des A_2-(A_4-) Terms wird durch einen Abschwächungskoeffizienten α_2 (α_4) angegeben. Für den Zustand bei 1328.4 keV wird $\alpha_2(1328.4) > 0.6$, und damit für das Isomer $\alpha_2(1442.1) > 0.6/u_2(113.7)$ ($u_2(113.7)$ Abschwächung durch 113.7 keV Übergang).

Unter der Annahme einer gaußförmigen Besetzungsverteilung der magnetischen Unterzustände, die bei Kernreaktionen mit hohem Drehimpulsübertrag stets gut erfüllt ist, entspricht dies $\alpha_4(1442.1) > 0.2$. Für $\alpha_4(1328.4) = \alpha_4(1442.1) \cdot u_4(113.7)$

erhält man den kleinsten Wert (0.13), wenn der 113.7 keV Übergang von 5 → 5 führt mit δ = M1/E2 (E1/M2) = 1.7. Für den Übergang galten dabei die Bedingungen: L ≤ 2 (vgl. IVc) und Übereinstimmung der A_2-Koeffizienten mit den gemessenen. Der experimentell zu beobachtende A_4-Term des 935.5 keV Übergangs wäre dann dem Betrage nach größer als $\alpha_4 u_4 A_{4theo}$ = -0.125, d.h. die Modulationsamplitude $|a_4| > 7\%$ Formel (7) S. 13). Im Experiment wurde jedoch gefunden $|a_4| < 2\%$. Der Zustand bei 1328.4 keV kann also nicht den Spin 5 haben, er hat also den Spin 4.

Der isomere Zustand bei <u>1442.1 keV</u>: Der Wert des g-Faktors ist nur verträglich mit Spin und Parität $I^\pi = (5^-), 6^-, 7^-$. $I^\pi = 7^-$ ist nicht möglich, denn dann müßte der 113.7 keV Übergang ein 10^8-fach beschleunigter E3- bzw. ein 10^{10}-fach beschleunigter M3-Übergang sein.

Gegen $I^\pi = 5^-$ sprechen folgende Argumente:

1) Der gemessene g-Faktor wäre zwar noch verträglich mit den theoretischen Werten für $I^\pi = 5^-$, jedoch wäre die Abweichung groß.
2) Ein Übergang zum 3^+-Zustand bei 393 keV wurde nicht beobachtet (Intensität kleiner als 5% relativ zum 935.5 keV Übergang). Als M2-Übergang $5^- \rightarrow 3^+$ wäre er mindestens um den Faktor $4 \cdot 10^3$ verzögert.
3) Ein E1-Übergang zum 4^+-Zustand bei 841.3 keV wäre um den Faktor 10^8 verzögert.
4) Ein M1- (E1)-Übergang zum 4^--(4^+)-Zustand bei 1328.4 keV wäre um den Faktor $5 \cdot 10^3$ ($3 \cdot 10^5$) verzögert.

Insbesondere durch Punkt 2) und 3) wird $I^\pi = 5^-$ ausgeschlossen. Es bleibt $I^\pi = 6^-$. Dieser Wert gibt ein konsistentes Bild des Zerfallschemas, ohne daß extreme Annahmen gemacht werden müssen. Im folgenden wird aufgeführt, wie alle Meßergebnisse mit der Zuordnung $I^\pi = 6^-$ für das Isomer gut in Einklang stehen.

Der gemessene g-Faktor (g_{exp} = 0.123(3)) ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem nach dem Rumpfpolarisationsmodell berechneten Wert (g_{NAH} = 0.140) und mit dem empirischen Wert, den man aus den gemessenen g-Faktoren der benachbarten Kerne ^{67}Zn und ^{67}Ga erhält (g_{emp} = 0.126).

Der 600.8 keV Übergang zum 4^+-Zustand bei 841.3 keV ist ein um den Faktor 25 verzögerter M2-Übergang. Das ist typisch für diesen Massenbereich, wie Letessier und Foucher in einer Zusammenfassung gezeigt haben (LetF69). Sie fanden für M2-Übergänge um A = 70 Verzögerungsfaktoren zwischen 22 und 240 (s. auch Rib72).

Der 113.7 keV Übergang ist ein um den Faktor 20 beschleunigter E2-Übergang, wie aus der Übergangswahrscheinlichkeit folgt (S. 52). Mit der Lebensdauer eventuell noch verträgliche, stark verzögerte M1- oder E1-Übergänge scheiden wegen der Spindifferenz $I_i - I_f = 2$ aus. Der Zustand bei 1328.4 keV hat also negative Parität, $I^\pi = 4^-$.

Die gemessenen Winkelverteilungskoeffizienten stimmen mit den für die so erhaltene Spinfolge berechneten gut überein, wie im Folgenden gezeigt wird: Die Winkelverteilungskoeffizienten werden den Tabellen von Yamasaki (Yam67) entnommen. Zunächst wird vorausgesetzt, daß alle γ-Übergänge die für die jeweilige Spindifferenz kleinste Multipolarität haben und rein sind. Für den 252.7 keV Übergang werden die Winkelverteilungskoeffizienten auch für das von Najam et al. gefundene Mischungsverhältnis M1/E2 = 0.15 berechnet.

In Tabelle (15) sind die Winkelverteilungskoeffizienten aufgeführt. Normiert sind die Werte auf den 113.7 keV Übergang, dessen A_2-Koeffizient jeweils 1 gesetzt wurde. In der ersten Spalte die nach (Yam67) berechneten Werte A_{2theo}, in der zweiten Spalte die aus den Spinrotationsspektren gewonnenen unkorrigierten Werte A_{2exp} und in der dritten Spalte die korrigierten experimentellen Werte A_{2kor}.

E_γ(keV)	$I_i \to I_f$	A_{2theo}	A_{2exp}	A_{2kor}	Multipolarität
113.7	$6^- \to 4^-$	+1	+1(0.1)	+1(0.1)	E2
600.8	$6^- \to 4^+$	+1	$\|A_2\|<0.15$	$\|A_2\|<0.35$	M2
935.5	$4^- \to 3^+$	-0.71	-0.65(15)	-0.65(15)	E1
834.4	$4^- \to 3^+$	-0.71	-0.6(2)	-0.6(2)	E1
448.3	$4^+ \to 3^+$	-0.71	-0.8(3)	-0.8(3)	M1
252.7	$3^+ \to 2^+$	-0.72 (δ=0) -0.11 (δ=0.15)	$\|A_2\|<0.15$	$\|A_2\|<0.15$	M1 M1+E2
96.4	$2^+ \to 1^+$	-0.74	-0.65(5)	-0.76(5)	M1

Tabelle (15): Vergleich der theoretischen A_2-Werte (A_{2theo}) mit den experimentellen Werten A_{2exp} und A_{2kor} in ^{66}Ga. Normiert ist jeweils auf den 113.7 keV Übergang.

Bei der Bestimmung von A_{2kor} wurden zwei Beiträge berücksichtigt:

1) Bei den Übergängen, deren Spinrotationsspektren gegen das des ersten Übergangs um den Winkel α verschoben sind, wird der gemessene a_2-Wert mit dem Faktor $1/\cos\alpha$ multipliziert (hier nur beim 96.4 keV Übergang mit $1/\cos\alpha = 1.22$; s. auch Anhang)
2) Comptonuntergrund höherenergetischer γ-Übergänge. Wird im Energiefenster auf der Photolinie eines Übergangs γ^p mit der Anisotropie a_2^p der Comptonuntergrund eines höherenergetischen γ-Übergangs γ^c mit der Anisotropie a_2^c mitgemessen, so ergibt sich eine Überlagerung beider Anisotropien a_2^p und a_2^c. Ist N^p (N^c) die Zählrate von γ^p(γ^c) im Energiefenster, so wird im Spinrotationsspektrum die

Anisotropie $a_2 = (N^p a_2^p + N^c a_2^c)/(N^p + N^c)$ gemessen. Bei Kenntnis von a_2^c (aus dem entsprechenden Spinrotationsspektrum) und $N^c : N^p$ erhält man daraus
$a_{2kor} = a_2^p = (1 + N^c/N^p)a_2 - (N^c/N^p)a_2^c$.

Um eine Abschätzung für $N^c : N^p$ zu erhalten, wurden Präparatespektren mit ^{133}Ba, ^{22}Na, ^{137}Cs und ^{60}Co aufgenommen und aus ihnen für verschiedene γ-Energien das Verhältnis Photolinie zu Comptonuntergrund bestimmt. Für γ-Energien von 511 keV und höher war das Verhältnis 5 : 1, von 356 keV 6 : 1. Verglichen wurde jeweils der Inhalt der Photolinie mit einem 5 keV breiten Fenster im Comptonuntergrund. Für 200 keV wurde das Verhältnis auf 10 : 1 extrapoliert.

Die Übereinstimmung ist befriedigend und bestätigt das angenommene Zerfallsschema. An zwei Stellen weicht jedoch das Experiment von den Rechnungen ab, bei denen reine Übergänge vorausgesetzt waren.

Der 252.7 keV Übergang sollte nach Messungen von Najam et al. ein Mischungsverhältnis M1/E2 = 0.15 haben. Mit diesem Wert erreicht man, wie in der Tabelle (15) aufgeführt, Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Nicht durch Beimischungen erklärt werden kann das experimentelle Resultat für die Anisotropie des 600.8 keV Übergangs $|A_{2kor}| < 0.35$. $A_2 = 0$ würde ein M2/E3-Verhältnis von $\delta = 0.4$ erfordern, selbst für $A_{2kor} = 0.35$ braucht man ein δ von -0.25. Das steht im Widerspruch zur Systematik der M2-Übergänge im Massenbereich A = 70. Sie sind zwar um einen Faktor 10 - 100 verzögert, haben aber kleine E3-Beimischungen (LetF69). Zudem haben Sawa et al. (Saw72) γ-Winkelverteilungen nach der Reaktion $^{63}Cu(\alpha,n)^{66}Ga$ aufgenommen, deren vorläufige Auswertung für den 113.7 keV Übergang $A_2 = +0.40(3)$ und für den 600.8 keV Übergang $A_2 = +0.34(4)$ ergaben; d.h. beide Übergänge sind verträglich mit reinen E2-bzw. M2-Über-

gängen. Eine mögliche Erklärung der Diskrepanz ist, daß doch mehr Comptonuntergrund von den 834.4 und 935.5 keV Linien im Fenster war als angenommen. Bei einem Verhältnis 3 : 2 von Comptonuntergrund zur 600.8 keV Photolinie würde keine Anisotropie beobachtet, wenn der 600.8 keV Übergang ein reiner M2-Übergang ist.

Der Spin des Zustands bei 494.0 keV wurde bisher noch nicht diskutiert, da für den 353.7 keV Übergang keine Spinrotationsspektren aufgenommen wurden. Ihm wird $I^{\pi} = 3^{+}$ zugeordnet, denn

- Najam et al. finden $I^{\pi} = 3^{+}$ oder 2^{+} für den Zustand, der vom 353.7 keV Übergang entvölkert wird. Sie favorisieren stark $I^{\pi} = 3^{+}$, ihre Argumente gelten gleichermaßen, wenn der Zustand bei 494.0 keV statt wie von Najam et al. vorgeschlagen bei 516.3 keV eingeordnet wird.
- die gemessene Anisotropie des 834.4 keV Übergangs stimmt mit der eines E1-Übergangs $4^{-} \rightarrow 3^{+}$ überein (s. Tab. (15)).
- das gemessene Intensitätsverhältnis der Übergänge mit 487.0, 834.4 und 935.5 keV, die alle das 1328.4 keV Niveau entvölkern, stimmt mit dem überein, das man für E1-Übergänge erhält. Gemessen wurde
  I(487.0) : I(834.4) : I(935.5) = 8(4) : 30(10)[+)] : 65(10),
  das entsprechende Verhältnis nach der Weisskopfabschätzung ist 7.5 : 38.5 : 54.

[+)] Die relative Intensität des 834.4 keV Übergangs konnte nicht den verzögerten Energiespektren entnommen werden (s. Tab. (1)); sie wurde daher aus den Spinrotationsspektren gewonnen.

^{68}Ga: Der g-Faktor des isomeren Zustands bei 1229.8 keV ist nur verträglich mit den theoretischen Vorhersagen, wenn dessen Spin $I^{\pi} = (5^-)$, 6^- oder 7^- ist.

Der erste Übergang mit 126.4 keV ist aus folgenden Gründen ein gestreckter E2-Übergang:

1) Die Übergangswahrscheinlichkeit ist nicht verträglich mit einem M2-Übergang oder einem Übergang höherer Multipolarität.
2) Für den A_4-Term wurde $A_4 = -0.04(1)$ gefunden. Für Übergänge mit $\Delta I = 1$ sind nur positive A_4-Terme möglich, wenn, wie hier, die Ordnung der Multipolarität 2 ist.
3) Wäre die Spindifferenz $\Delta I = 0$, so müßten vom 1229.8 keV Zustand Übergänge wenigstens auch zu den Zuständen beobachtet werden, zu denen es Übergänge vom 1103.4 keV Zustand gibt. Das Argument, daß γ-Übergänge vom isomeren Zustand zu anderen Zuständen nicht beobachtet werden, gilt in verstärktem Maße für $I_i - I_f = -2$.

Spin 5^- für den isomeren Zustand scheidet aus, da dann nach oben gesagtem der Zustand bei 1103.4 keV ein 3^--Zustand wäre und als solcher in alle tieferliegenden Zustände zerfallen würde. Spin 7^- ist möglich. Der 1103.4 keV Zustand hat dann den Spin 5^-, der Zustand bei 496 keV den Spin 4^+, da der 5^--Zustand über die gestreckte Kaskade 607.5 - 120.5 in den 3^+-Zustand bei 375.5 keV zerfällt und beide Übergänge Dipolcharakter haben. Der Spin und die Parität des Zustands bei 496 keV ist verträglich mit der Zuordnung $I^{\pi} = 5^+(4^+)$ aus (p,n)-Messungen (BasS70). Der Zustand bei 806 keV hat wahrscheinlich $I^{\pi} = 5^+$, da er nur in einen 4^+-Zustand zerfällt. Der Spin und die Parität 3^+ des Zustands bei 375.5 keV, wie es Birstein et al. aus ihren Messungen herleiten, wird durch unsere Messungen bestätigt: der Übergang zum 1^+-Grundzustand ist ein gestreckter Quadrupolübergang. Es ergibt sich also ein konsistentes Zerfallsschema.

Zu prüfen ist, ob nicht auch der Spin 6^- für den isomeren Zustand möglich wäre, denn die Zuordnung 7^- ist nicht voll befriedigend: Zum einen wegen der Systematik ^{64}Cu - ^{66}Cu - ^{66}Ga, denn dort liegen bei ähnlichen Anregungsenergien 6^--Zustände; 7^--Zustände sind nicht bekannt. Zum anderen, weil die gemessene Lebensdauer besser mit dem Übergang $6^- \rightarrow 4^-$ als mit $7^- \rightarrow 5^-$ übereinstimmt, wenn man die Zustände als reine Umkopplungsmultipletts betrachtet. Hat aber der 1229.8 keV Zustand den Spin 6^-, und somit der Zustand bei 1103.4 keV den Spin 4^-, so ergeben sich folgende minimale Verzögerungsfaktoren für nicht beobachtete γ-Übergänge:

- 50(300) für einen E1-Übergang 1103.4 → 375.5 keV im Vergleich zum E1 (M1)-Übergang 1103.4 → 496.0 keV.
- 500 für einen E1 (M1)-Übergang 496.0 → 174.9 keV im Vergleich zum E1 (M1)-Übergang 496.0 → 375.5 keV ($I^\pi(496.0) = 3^{-(+)}$).
- 20 für einen M2-Übergang 1229.8 → 496.0 keV im Vergleich zum M2-Übergang in ^{66}Ga 1442.1 → 841.3 keV ($I^\pi(496.0) = 4^+$).
- $2 \cdot 10^5$ für einen E2-Übergang 1229.8 → 496.0 keV im Vergleich zum E2-Übergang 1229.8 → 1103.4 keV ($I^\pi(496.0) = 4^-$).

Bei der Abschätzung der Verzögerungsfaktoren wurde davon ausgegangen, daß γ-Übergänge mit weniger als 3% der Intensität des 126.4 keV Übergangs nicht mehr nachgewiesen werden konnten. Nun sind solche Verzögerungen, speziell von Dipolübergängen, in diesem Massenbereich nicht ungewöhnlich. So ist z.B. der M1-Übergang 375.5 → 174.9 gegen den E2-Übergang 375.5 → 0 um den Faktor 200 verzögert. Das könnte dadurch erklärt werden, daß die Kerne kollektiven Charakter zeigen, vornehmlich Vibrationen: Dipolübergänge zwischen verschiedenen Vibrationsbanden haben den Verbotenheitsgrad $\nu = |\Delta K|$, der Verzögerungsfaktor pro Verbotenheitsgrad beträgt etwa 30 - 100.

	a) 7 → 5 → 4 → 3			b) 6 → 4 → 4 → 3			c) 6 → 4 → 3 → 3				
E_γ (keV)	$I_i \to I_f$	Mp	A_{2theo}	$I_i \to I_f$	Mp	A_{2theo}	$I_i \to I_f$	Mp	A_{2theo}	A_{2exp}	A_{2kor}
126.4	$7^- \to 5^-$	E2	+1	$6^- \to 4^-$	E2	+1	$6^- \to 4^-$	E2	+1	+1(0.1)	+1(0.1)
607.5	$5^- \to 4^+$	E1	-0.62	$4^- \to 4^+$	E1+M2 (δ=-1.6)	-0.72	$4^- \to 3^+$	E1	-0.62	-0.89(9)	-0.79(9)
120.5	$4^+ \to 3^+$	M1	-0.62	$4^+ \to 3^+$	M1	-0.40	$3^+ \to 3^+$	M1+E2 (δ=-3.5)	-0.73	-0.76(15)	-0.63(15)
200.6	$3^+ \to 2^+$	M1+E2 (δ=-0.4)	-2.00	$3^+ \to 2^+$	M1+E2 (δ=-0.8)	-1.42	$3^+ \to 2^+$	M1+E2 (δ=-0.8)	-0.73	-2.67(30)	-2.39(30)
375.3	$3^+ \to 1^+$	E2	+0.89	$3^+ \to 1^+$	E2	+0.58	$3^+ \to 1^+$	E2	+0.32	+0.61(15)	+0.68(15)
174.9	$2^+ \to 1^+$	M1	-0.50	$2^+ \to 1^+$	M1	-0.33	$2^+ \to 1^+$	M1	-0.18	-0.75(8)	-0.70(8)

Tabelle (16): Vergleich der theoretischen A_2-Werte (A_{2theo}) für drei verschiedene Spinfolgen mit den experimentellen Werten A_{2exp} und A_{2kor} in ^{68}Ga. Normiert ist jeweils auf den 126.4 keV Übergang.

Aufschluß darüber, ob Spin 6^- oder Spin 7^- vozuziehen ist, gibt der Vergleich der gemessenen Anisotropien mit den Voraussagen für den jeweiligen Spin. In Tabelle (16) sind wieder die theoretischen, experimentellen und korrigierten Winkelverteilungskoeffizienten aufgeführt. Die theoretischen A_2-Werte wurden für drei verschiedene Spinfolgen der Zustände , die durch die Kaskade 126.4 → 607.5 → 120.5 keV verknüpft werden, berechnet, nämlich für a) 7 → 5 → 4 → 3, b) 6 → 4 → 4 → 3 und c) 6 → 4 → 3 → 3. Bei b) und c) wurde für das Mischungsverhältnis δ = M1/E2 (E1/M2) der Übergänge 4-4 bzw. 3-3 der Wert genommen, für den man die höchsten negativen A_2-Werte erhält; diese Werte stimmen am besten mit den experimentellen Werten überein. Für das Mischungsverhältnis M1 : E2 des 200.6 keV Übergangs wurde teils der von Birstein et al. gefundene Wert (δ = -0.4), teils δ = -0.8, für den man den höchsten negativen A_2-Wert erhält, eingesetzt.

Die korrigierten Werte wurden wie bei ^{66}Ga bestimmt: Der Anteil des Comptonuntergrundes höherenergetischer γ-Übergänge wurde abgeschätzt und bei Phasenverschiebung in den Modulationsspektren um den Winkel α mit $1/\cos\alpha$ multipliziert (für die Übergänge mit 375.5, 200.6 und 174.9 keV war $1/\cos\alpha$ = 1.05).

Aus der Tabelle kann man folgendes entnehmen: Bei der Spinfolge a) mit dem Spin 7^- für das Isomer stimmen die theoretischen Werte für A_2 mit den experimentellen Werten überein. Bis auf den 200.6 keV Übergang waren die Übergänge im Rahmen der Meßgenauigkeit rein. Daß der 200.6 keV Übergang stark gemischt ist, zeigte sich schon aus den Messungen von Birstein et al., die aus (α,nγ)-Messungen für das Mischungsverhältnis M1/E2 den Wert δ = -0.4 bestimmten; dafür wurde A_{2theo} berechnet.

A_{2kor} ist beim 200.6 keV Übergang jedoch - wenn auch innerhalb der Fehlergrenzen - größer als theoretisch möglich. Das kann wieder daran liegen, daß die Korrektur auf Comptonuntergrund zu klein angesetzt wurde, d.h. daß der experimentelle A_2-Term des 126.4 keV Übergangs größer ist. Bestärkt wird diese Annahme, wenn man noch den A_4-Term in die Diskussion mit einbezieht: Der experimentell bestimmte A_4-Term des 126.4 keV Übergangs ist $A_4 = -0.04(1)$. Nimmt man eine Gaußverteilung der magnetischen Unterzustände an, so kann man aus dem Vergleich mit dem A_4-Term bei maximaler Ausrichtung die Breite σ dieser Verteilung bestimmen (Yam67). Bei diesem σ wäre dann im Experiment $A_2 = +0.25(4)$ zu erwarten. Der relative A_2-Term des 200.6 keV Übergangs stimmt dann mit $A_{2exp}(200.6) = -1.95(30)$ gut mit dem theoretischen Wert überein. Auch für den 375.5 keV Übergang ist die Korrektur auf Comptonuntergrund wahrscheinlich zu klein angesetzt, so daß unter Berücksichtigung der experimentellen Unsicherheiten die experimentellen Werte gut mit den theoretischen übereinstimmen.

Anders ist die Situation für die Spinfolgen b) und c): Für die Übergänge mit 607.5 keV ($4 \rightarrow 4$) bei b) und mit 120.5 keV ($3 \rightarrow 3$) bei c) sind große E2 bzw. M2 Beimischungen nötig, um Übereinstimmung mit dem jeweiligen experimentellen A_2-Wert zu erhalten. Diese gemischten Übergänge schwächen die Ausrichtung des nachfolgenden Zustands stark, deshalb erhält man für den (relativen) A_2-Term des 200.6 keV Übergangs nur -1.42 bei b) und -0.73 bei c), obwohl das Mischungsverhältnis angenommen wurde ($\delta = -0.8$), für das man den größten negativen A_2-Wert erhält. Beide Werte liegen weit außerhalb der Fehlergrenzen.

Damit ist die Spinfolge a) gesichert. Bleibt der 806 keV Zustand: er hat wahrscheinlich den Spin 5^+, da der Übergang zum 3^+-Zustand bei 375.5 keV nicht beobachtet wird. Das gemessene Intensitätsverhältnis des 607.5 keV Übergangs ($5^- \rightarrow 4^+$) zum 297.3 keV Übergang ($5^- \rightarrow 5^+$) mit 8.6 : 1 stimmt gut mit dem theoretischen Wert 8.5 : 1, der aus der Energiedifferenz der γ-Übergänge berechnet wird, überein.

Die Zustände bei 1328.4 keV in ^{66}Ga und bei 1103.4 keV in ^{68}Ga haben den Spin $I^{\pi} = 4^{-}$ bzw. $I^{\pi} = 5^{-}$. Die negative Parität kann nur damit erklärt werden, daß sich ein Neutron in der 1g9/2-Schale befindet; die Zustände gehören wahrscheinlich zum selben Umkopplungsmultiplett wie die entsprechenden isomeren Zustände mit $I^{\pi} = 6^{-}$ bzw. $I^{\pi} = 7^{-}$. Da die übrigen Zustände der Umkopplungsmultipletts in ^{66}Ga und ^{68}Ga nicht bekannt sind, aber sehr wahrscheinlich bei höherer Anregungsenergie liegen (es wurden keine γ-Übergänge zu ihnen beobachtet), sollen die bekannten Zustände niedrigster Anregungsenergie eines Neutrons in die 1g9/2-Schale genommen werden.

In Tabelle (17) sind die Anregungsenergien der niedrigsten 1g9/2-Neutronenzustände in Isotonen mit N = 35 und N = 37 aufgeführt.

Kern (N = 35)	E(ν1g9/2) (MeV)	Kern (N = 37)	E(ν1g9/2) (MeV)	E(35) - E(37) (MeV)
^{63}Ni	1.292 a)	^{65}Ni	1.013 a)	0.279
^{64}Cu	1.594 b)	^{66}Cu	1.154 b)	0.440
^{65}Zn	1.064 c)	^{67}Zn	0.605 e)	0.459
^{66}Ga	1.328 d)	^{68}Ga	1.103 d)	0.225
^{67}Ge	0.734 e)	^{69}Ge	0.398 e)	0.336

a) TurB70 b) BleB72 c) EhrS67 d) diese Arbeit e) BerH73

Tabelle (17): Energien der niedrigsten bekannten 1g9/2-Neutronenzustände in den Isotonen N = 35 und N = 37. Die Energiedifferenzen für die verschiedenen Isotope sind ebenfalls aufgeführt.

Die in dieser Arbeit neu gefundenen Zustände in ^{66}Ga und ^{68}Ga fügen sich gut in die Systematik ein.

Anhang: Lebensdauer und g-Faktoren von Zwischenzuständen der Zerfallskaskaden der isomeren Zustände in ^{66}Ga und ^{68}Ga

Hat ein Zwischenzustand in der Zerfallskaskade eines isomeren Zustands die Lebensdauer τ_z, so gilt für die Winkelverteilung der nachfolgenden γ-Übergänge die Formel (10) auf Seite 58. Ist nun die Lebensdauer τ_z klein gegen die Lebensdauer τ_I des isomeren Zustands, so erhält man

$$I(\theta,t) = N' \cdot e^{-\lambda_I t} \{1 + b_2 \cos\alpha \cos|2(\theta - \omega_I t) + \alpha|\} \qquad (11)$$

wobei $= \arctan \frac{2(\omega_I - \omega_z)}{\lambda_I - \lambda_z}$ mit ω_I (ω_z) = Larmorfrequenz

und λ_I (λ_z) = reziproke Lebensdauer des Isomers (Zwischenzustands). In ^{68}Ga wurde für die Übergänge mit 174.9, 200.6 und 375.5 keV eine Phasenverschiebung von $+18(3)^{\circ}$ gegenüber den anderen drei Übergängen mit 126.4, 607.5 und 120.5 keV beobachtet. Daraus läßt sich der g-Faktor des 375.5 keV Zustands bestimmen, wenn man seine Lebensdauer kennt. Leider wurde die Lebensdauer nicht genau gemessen; eine grobe Abschätzung läßt sich aus prompten und 30 - 500 ns verzögerten γ-Spektren nach der Reaktion ^{68}Zn(p,n)^{68}Ga erhalten: Das Verhältnis der Intensität des 200.6 keV Übergangs im prompten Spektrum zum verzögerten Spektrum ist ungefähr 100 : 1, das entspricht einer Lebensdauer von $\leq$7 ns. Die Phasenverschiebung ergibt dann für den g-Faktor des 3^+-Zustands bei 375.5 keV $g \geq +0.22$. Der g-Faktor kann mit gemessenen g-Faktoren von anderen 3^+-Zuständen verglichen werden, z.B. in ^{62}Cu $g = +0.667(4)$ (Rib72), ^{72}As $g = +0.525(6)$ (Lei72) und ^{74}As $g = +0.807(10)$ (Wit68). Mit einer zeitdifferentiellen Lebensdauermessung, die mit einer Genauigkeit besser als 10% durchgeführt werden kann, könnte man den g-Faktor des 3^+-Zustands bei 375.5 keV mit einer Genauigkeit von etwa 20% bestimmen.

Auch im ^{66}Ga wurde ein Phasenunterschied beobachtet: die Winkelverteilung des 96.4 keV Übergangs ist gegenüber der des 113.7 keV Übergangs um +35(10)^{o} verschoben. Die Phase der Übergänge mit 448.3, 834.4 und 935.5 keV stimmt mit der des 113.7 keV Übergangs überein. Leider liegen keine Messungen der Lebensdauern von den beteiligten Zuständen bei 494, 393 und 140.3 keV vor. So kann nichts über den g-Faktor ausgesagt werden, außer, daß er positives Vorzeichen hat.

LITERATURVERZEICHNIS

AldS64 K. Alder und R. M. Steffen, in Annual Review of Nuclear Science, Hrgb. E. Segrè, G. Friedlander und H. P. Noyes, Palo Alto, Vol. 14 (1964) 403-482

BabF73 C. V. K. Baba, D. B. Fossan, T. Faestermann, F. Feilitzsch, P. Kienle und C. Signorini, Phys. Lett. 43B (1973) 483

BakL69 H. Bakhru und I. M. Ladenbauer-Bellis, Phys. Rev. 184 (1969) 1142

BasS70 W. T. Bass und P. H. Stelson, Phys. Rev. C2 (1970) 2154

BerH73 H. Bertschat, H. Haas, W. Leitz, U. Leithäuser, K. H. Maier, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, W. Semmler, R. Sielemann, B. Spellmeyer und Th. Wichert, in Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Moment and Nuclear Structure, Hrgb. H. Horie und K. Sugimoto (Kyoto, 1973) Vol. 34, S. 217

BirC68 L. Birstein, R. Chechik, Ch. Drory, E. Friedman, A. A. Jaffe und A. Wolf, Nucl. Phys. A113 (1968) 193

BleB72 J. Bleck, R. Butt, K. H. Lindenberger, W. Ribbe und W. Zeitz, Nucl. Phys. A197 (1972) 620

BleH69 J. Bleck, D. W. Haag und W. Ribbe, Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 169

BolM69 H. H. Bolotin und D. A. McClure, Phys. Rev. 180 (1969) 987

DaeP69 W. W. Daehnick und Y. S. Park, Phys. Rev. 180 (1969) 1062

deBL70 F. W. N. de Boer, E. W. A. Lingeman, R. van Lieshout und R. A. Ricci, Nucl. Phys. A158 (1970) 166

DzM70 B. S. Dzhelepov, A. V. Mozzhukhin, T. I. Popova und V. P. Prikhodtseva, Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz. 34 (1970) 29

Edm64 A. R. Edmonds, Drehimpulse in der Quantenmechanik, Bibl. Inst. Mannheim, Hochschultaschenbuch 53/53a (1964)

EgaD70 J. J. Egan, G. C. Dutt, M. McPherson und F. Gabbard, Phys. Rev. C1 (1970) 1767

EhrS67 D. von Ehrenstein und J. P. Schiffer, Phys. Rev. 164 (1967) 1374

GreH70 R. C. Greewood, R. G. Helmer und R. J. Gehrke, Nucl. Instr. and Meth. 77 (1970) 141

Haa67 D. Haag, Dissertation, Freie Universität Berlin, 1967

Hah73 D. Hahn, Bericht des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung GmbH Berlin, HMI-B129, 1973

HarS71 L. Harms-Ringdahl, J. Sztarkier und Z. P. Sawa, Annual Report of Research Institute for Physics, Stockholm/Schweden, 1971, S. 105

HeuJ72 P. Heubes, H. G. Johann, W. Klinger, W. Kreische, W. Lampert, W. Loeffler, G. Schatz und W. Witthuhn, Nucl. Phys. A188 (1972) 417

Kop58 H. Kopfermann, Nuclear Moments (Academic Press, New York) 1958

Lei72 U. Leithäuser, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1972

LetF69 J. Letessier und R. Foucher, Ann. de Phys. 4 (1969) 55

LuZH69 C. C. Lu, M. S. Zisman und B. G. Harvey, Phys. Rev. 186 (1969) 1086

Mah68 H.-E. Mahnke, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1968

Mai72 K. H. Maier, Nucl. Phys. A195 (1972) 577

MapG66 C. Maples, G. W. Groth und J. Cerny, Nuclear Reaction Q-Values, Nuclear Data ND A2 (1966) 429

Mar68 J. B. Marion in Nuclear Data ND A4 (1968) 301

NajD71 M. R. Najam, W. F. Davidson, W. M. Zuk, L. E. Carlson und M. A. Awal, Nucl. Phys. A173 (1971) 577

NoyA58 H. Noya, A. Arima und H. Horie, Prog. Theor. Phys. Suppl. 8 (1958) 33

ParD69 Y. S. Park und W. W. Daehnick, Phys. Rev. 180 (1969) 1082

Rao68 M. N. Rao in Nuclear Data Sheets for A = 68, ND B2-6-93 (1968)

ResD66 D. H. Rester, F. E. Durham und C. M. Class, Nucl. Phys. 80 (1966) 1

Rib72 W. Ribbe, Dissertation, Freie Universität Berlin 1972

RicG60 R. A. Ricci, R. K. Girgis und R. van Lieshout, Nucl. Phys. 21 (1960) 177

SarG69 D. G. Saratites und S. Gronemeyer, Nucl. Phys. A130 (1969) 97

Saw72 Z. P. Sawa und Mitarbeiter, private Mitteilung 1972

SheB68 E. B. Shera und H. H. Bolotin, Phys. Rev. 169 (1968) 940

Shi71 V. S. Shirley, in Hyperfine Interactions in Exited Nuclei, Hrgb. G. Goldring und R. Kalish Gordon and Breach Science Publishers (1971) S. 1255

TurB70 I. M. Turkiewicz, B. Beuzit, J. Delaunay und J. P. Fouan, Nucl. Phys. A143 (1970) 641

WarC70 W. W. Warren, Jr. und W. G. Clark, Phys. Rev. B1 (1970) 24

Wit68 W. Witthuhn, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin 1968

Yam67 T. Yamazaki in Nuclear Data ND A3 (1967) 1

Diese Arbeit wurde im Bereich Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung in Berlin unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger durchgeführt.

An ihrem Zustandekommen haben besonders mitgeholfen J. Bleck, W. Busse, H. Haas, D. Hahn, K. H. Lindenberger, H.-E. Mahnke, Z. P. Sawa, W. Semmler, R. Sielemann und Th. Wichert. Ihnen und allen nichtgenannten gilt mein herzlicher Dank.

Lebenslauf

Wolfram Leitz

Ich wurde am 14. 7. 1943 in Reichenberg/CSR geboren. Nach Kriegsende 1945 siedelte ich nach Neckarsulm um und 1950 nach Schwäb. Hall. Von 1949 bis 1953 besuchte ich die Grundschule, von 1953 bis 1962 das Gymnasium im math.-naturwiss. Zweig. Im März 1962 legte ich die Reifeprüfung ab. Nach einem halbjährigen Praktikum in einem metallverarbeitenden Industriebetrieb begann ich im Wintersemester 1962/63 das Studium der Physik an der Freien Universität Berlin. Im Herbst 1965 ging ich für ein Jahr an die Universität Uppsala/Schweden. Danach kehrte ich zur Freien Universität Berlin zurück, wo ich im Dezember 1968 mit einer Arbeit über "Messung des g-Faktors am ersten angeregten Zustand in ^{19}Ne" das Diplomexamen ablegte. Seit 1969 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter am Hahn-Meitner-Institut tätig.